

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Michel LIU

1^{re} THESE. — "Etude de réactions de transfert d'un nucléon entre ions lourds".

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 11/3/70 devant la Commission d'examen

M. RIOU

Président.

Mme BENOIST-GUEUTAL

Mme FARAGGI

M. VON OERTZEN

} Examineurs.

Série A, n°
N° d'ordre :

606

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Michel LIU

1^{re} THESE. — "Etude de réactions de transfert d'un nucléon entre ions lourds".

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 11/3/70 devant la Commission d'examen

M. RIOU

Président.

Mme BENOIST-GUEUTAL

Mme FARAGGI

M. VON OERTZEN

} Examineurs.



REMERCIEMENTS

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur M. RIOU qui est à l'origine de ce travail et qui a suivi sa progression avec attention et bienveillance.

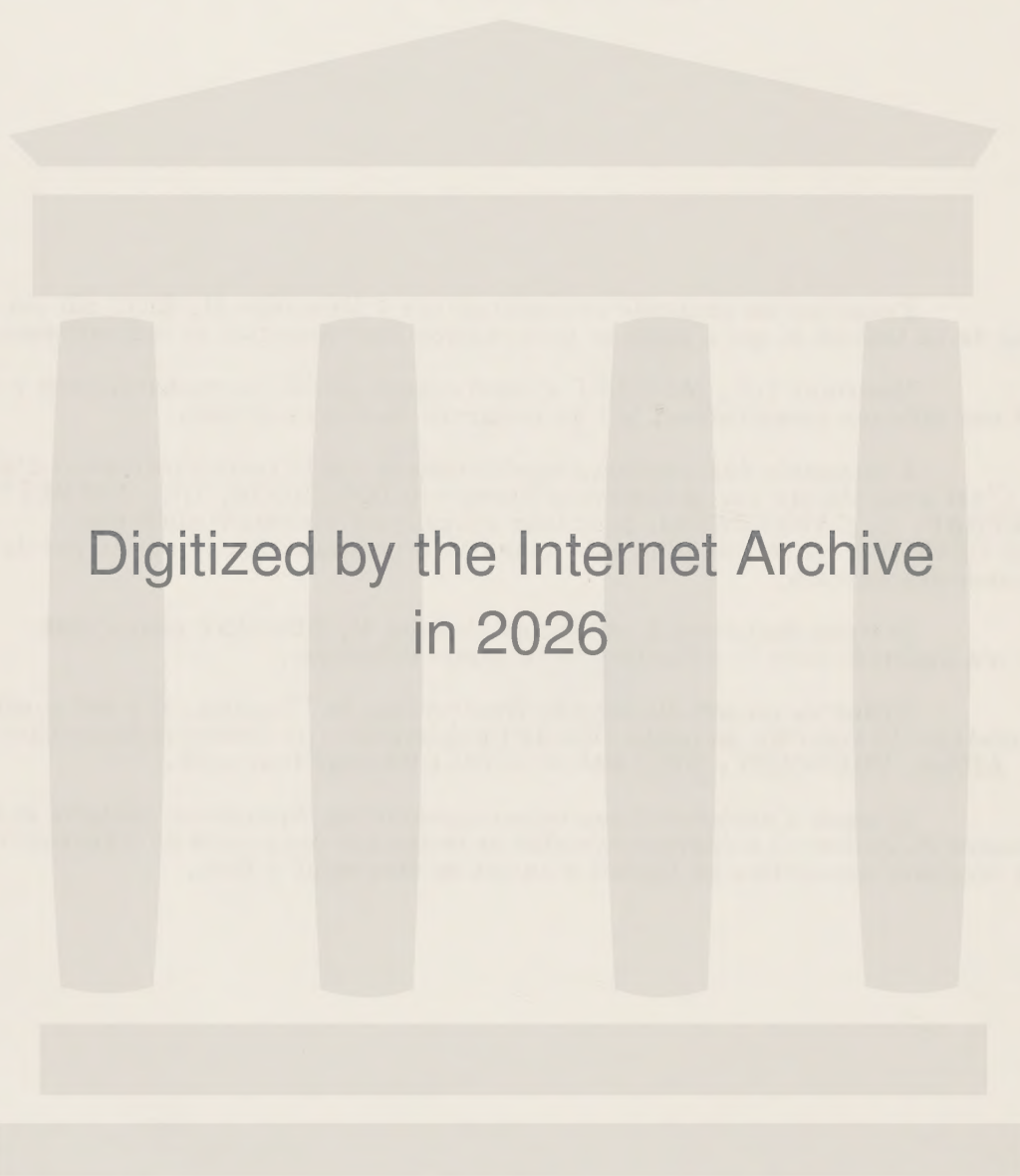
Monsieur J.C. JACMART a constamment guidé ces recherches et y a apporté une efficace contribution. Je l'en remercie chaleureusement.

L'ensemble des résultats expérimentaux est le fruit d'un travail d'équipe. C'est avec plaisir que je remercie Françoise PUGHEON, J.C. ROYNETTE, C. STEPHAN, C. CAVERZASIO, pour leur amicale collaboration ainsi que W. VON OERTZEN qui m'a de plus aidé dans l'interprétation des résultats par de nombreuses discussions.

Je tiens également à remercier Madame P. BENOIST pour l'aide qu'elle m'a apportée dans la rédaction de la partie théorique.

Grâce au travail du service électronique de l'Institut, il a été possible de réaliser le contrôle en temps réel de l'expérience ; je remercie Messieurs BRUN, ADAM, VERROUST, SELLEM et SCHILLER pour leur aide.

Je tiens à associer à ces remerciements les équipes de conduite et de maintenance du cyclotron à énergie variable et toutes les personnes du Laboratoire sans le concours desquelles ce travail n'aurait pu être mené à bien.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551515_0001

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
I - PRINCIPE DE L'EXPERIENCE ET METHODE D'IDENTIFICATION	
1 - Les méthodes d'identification	3
2 - Association de plusieurs méthodes d'identification	6
II - LES CONDITIONS EXPERIMENTALES	
1 - Le dispositif expérimental	7
2 - Les conditions de l'expérience	8
- La résolution du spectre en impulsion	8
- La résolution du spectre d'identification	10
- L'ouverture angulaire et le rendement	11
III - LE DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE ET LE TRAITEMENT DES RESULTATS	
1 - Le déroulement de l'expérience et les conditions de son contrôle	13
2 - Le système adopté	14
a) - L'appareillage électronique	14
b) - L'ensemble de dialogue visualisation	16
c) - La programmation de base	16
d) - Organisation du programme	17
IV - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET LES PREVISIONS DES MODELES DIFFRACTIONNELS	
1 - Les modèles diffractiionnels	20
2 - Les résultats expérimentaux	22
3 - L'étude d'une réaction de transfert à plusieurs énergies	26
V - LES HYPOTHESES DU MECANISME EN DWBA	
1 - L'expression de l'amplitude de transition T	27
2 - Le modèle d'interaction	29
3 - La réduction des coordonnées	29
4 - Le facteur de forme nucléaire	31
5 - L'analyse de la diffusion élastique	34

VI - LES APPROXIMATIONS DANS LE CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE	
1 - L'évaluation de BUTTLE et GOLDFARB	37
2 - La comparaison avec les résultats expérimentaux	39
a) - Discussion des approximations utilisées	39
b) - Etude de la section efficace différentielle	41
c) - Variation avec l'énergie incidente	46
3 - L'évaluation de GREIDER	49
4 - L'étude des transitions $\ell = 0$	52
VII - LES INFORMATIONS NUCLEAIRES OBTENUES PAR LA MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES	
1 - La détermination du ℓ de la transition	56
2 - L'étude des facteurs spectroscopiques	59
CONCLUSION	63

INTRODUCTION

Le développement expérimental de la physique des ions lourds est assez récent. Son histoire montre que les difficultés d'ordre technique notamment celles dues à l'accélération des ions et à l'identification des particules sont telles qu'elles ont à chaque fois demandé un travail de plusieurs années avant d'être surmontées. Ainsi, si dès 1940, ALVAREZ et ses collaborateurs {1} obtiennent les premiers ions ^{12}C accélérés, il faut attendre 1950 pour que MILLER {2} ait un faisceau permettant l'étude des premières réactions entre ions lourds. De 1950 à 1960, la seule identification possible des produits formés se fera par leur décroissance radioactive. Les premières méthodes d'identification élaborées ne seront mises au point que vers 1960 {3}.

Ces difficultés apparaissent dans toutes les expériences utilisant des faisceaux d'ions lourds ; d'une part, les accélérateurs d'ions lourds n'ont pas atteint la stabilité dans le fonctionnement qu'ont les accélérateurs de protons, d'autre part, et ceci intéresse davantage les physiciens, l'identification des produits de réactions formés, le contrôle de l'expérience en cours et le dépouillement des résultats posent des problèmes plus difficiles qu'avec des faisceaux de particules légères et demandent, pour être résolus, des moyens plus puissants. Dans la première partie de ce travail, nous exposerons les solutions que nous avons adoptées.

Parmi l'ensemble des réactions faites à l'aide d'ions lourds, on appelle réactions de transfert les réactions au cours desquelles, un ou plusieurs nucléons sont transférés entre le noyau projectile et le noyau cible. Les transferts entre ions lourds ont, par rapport à ceux qui s'effectuent entre particules légères, deux caractères spécifiques. En premier lieu, il est possible de transférer un nombre plus grand de nucléons : des expériences ont mis en évidence des transferts de 4, 5 et 8 nucléons {4}. Ces multi-transferts devraient permettre d'étudier les corrélations à plusieurs corps dans les noyaux et d'éprouver les modèles d'agrégats. En outre, le transfert entre ions lourds doit permettre l'excitation des niveaux à hauts moments angulaires, étant donnée la grande quantité de mouvement apportée par les projectiles lourds : ainsi un noyau ^{14}N accéléré à 80 MeV possède une quantité de mouvement égale à 1400 MeV/c, tandis qu'un deuton à la même énergie apporte 550 MeV/c.

Pour pouvoir atteindre les renseignements nucléaires à travers les réactions de transfert, la connaissance du mécanisme des réactions est nécessaire. Usuellement, on distingue deux domaines où les mécanismes intervenant pour les transferts sont différents. Ces domaines se caractérisent par les valeurs du paramètre $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi v}$ où v est la vitesse de l'ion incident. Lorsque $\eta \gg 1$ l'approximation classique peut être utilisée et la hauteur de la barrière coulombienne est grande vis-à-vis de l'énergie incidente E . On peut le voir en réécrivant η sous la forme $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 R \cdot E} \times \frac{R}{\lambda}$, où R est la distance d'approche des noyaux. Dans ce cas, toute approche des noyaux à des distances où le potentiel nucléaire peut intervenir est interdit, le potentiel coulombien intervient seul ou de façon très prépondérante, la loi d'interaction est connue, les calculs peuvent être effectués complètement en utilisant la mécanique classique et l'on constate un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux {5}. On admet généralement que la limite se trouve vers $\eta \approx 5$ {6}.

Pour les situations où η est plus petit, la barrière coulombienne est franchie et le potentiel nucléaire entre en jeu. L'étude des mécanismes s'est fait à partir des modèles utilisés dans les réactions de pick-up et de stripping du deuton. En effet, en comparant les distributions angulaires obtenues dans les réactions de transfert d'un nucléon entre ions lourds à celles des réactions (d,p) ou (d,He³) on s'aperçoit qu'elles présentent les mêmes allures diffractationnelles caractéristiques. Aussi, FRAHN et VENTER {7}, DODD et GREIDER {8} et DAR {9} ont développé pour les ions lourds des modèles d'interaction diffractationnels, tandis que, BOCK et VONOERTZEN {10} appliquaient aux calculs théoriques des distributions angulaires, le formalisme de la DWBA développé par BUTTLE et GOLDFARB {11} pour la région sous-coulombienne.

Simultanément à ces interprétations, des résultats expérimentaux de VOLKOV {12} et BROMLEY {13}, à plus haute énergie ($E > 5$ MeV/n) montraient que l'allure des distributions angulaires se modifiait, les oscillations disparaissant pour ne laisser qu'une décroissance exponentielle monotone. La question se posait alors de savoir si ces résultats révélaient un mécanisme nouveau, ou si l'analyse du mécanisme à basse énergie comportait des hypothèses simplificatrices qui ne seraient plus vérifiées à haute énergie. Parmi ces dernières, celle qui réduit le problème à trois corps (les deux noyaux et la particule transférée) à un problème à deux corps, devient plus discutable à mesure que l'énergie croît et GREIDER {14} montrait qu'en tenant compte de la particule transférée, l'allure des distributions angulaires se modifiait.

Notre travail s'est situé à ce moment. Nous avons étudié les distributions angulaires d'une même réaction de transfert à des énergies incidentes différentes afin d'en suivre les variations d'allures.

Les distributions angulaires des réactions $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{O})^{10}\text{Be}$ ont été mesurées à 40, 77 et 113 MeV, ainsi que celles de $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ à 87 MeV.

Nos mesures nous ont montré que les oscillations disparaissaient à mesure que l'énergie incidente s'élève. Il semble d'après notre travail, qu'il faille distinguer lorsque l'énergie croît, le moment où les phénomènes de recul prennent suffisamment d'importance pour venir modifier les allures des distributions angulaires. Ce nouveau seuil pourrait se caractériser par le paramètre :

$$p = 2k \frac{m_c}{m_A} R$$

où :

- k est le nombre d'onde de la voie d'entrée.
- R le rayon du noyau incident.
- m_c la masse de la particule transférée.
- m_A la masse de la cible.

Lorsque $p < 1$, une analyse à deux corps peut suffire, pour $p > 1$, il faut faire des calculs plus exacts et tenir compte de la particule transférée, l'analyse à trois corps devient nécessaire.

Nous présentons cette étude du mécanisme dans la deuxième partie. Dans la troisième partie, nous essayons d'évaluer quels sont les renseignements nucléaires que l'on peut déduire des mesures expérimentales des sections efficaces différentielles, et de proposer des types d'expériences nouvelles où les caractéristiques nucléaires seraient plus facilement atteintes.

Le travail expérimental a été effectué à l'aide des faisceaux (^{14}N)⁴⁺ et (^{12}C)⁴⁺ du cyclotron à énergie variable à ions lourds (CEVIL) de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

I - PRINCIPE DE L'EXPERIENCE ET METHODES D'IDENTIFICATION

Les réactions entre ions lourds sont caractérisées par un très grand nombre de voies de sorties ouvertes ; les produits de réactions formés par différents mécanismes d'interaction directe ou de noyau composé s'échelonnent ainsi des éléments les plus légers jusqu'au voisinage du noyau composé. Le problème de l'identification d'un noyau parmi cet ensemble, est donc beaucoup plus délicat que dans l'étude des réactions produites par des particules légères.

1 - Les méthodes d'identification

Différentes méthodes d'identification peuvent être utilisées. Elles nécessitent toutes au moins deux mesures simultanées. La plus employée repose sur la mesure de la perte spécifique de l'énergie $\frac{dE}{dx}$ et de l'énergie totale E . Le produit de ces deux grandeurs est en première approximation indépendant de l'énergie de la particule et proportionnel à MZ^2 , où M est le nombre de masse et Z le numéro atomique du noyau.

Cette méthode est utilisée à YALE {3} et à HEIDELBERG {10}. Elle a l'avantage de donner tout le spectre en énergie des produits de réactions en une seule fois. Elle se heurte cependant aux difficultés suivantes :

- En premier lieu, au lieu de $\frac{dE}{dx}$, on ne mesure en fait dans le premier compteur qu'une différence d'énergie ΔE , et le produit $\Delta E \times E$ n'est plus indépendant de l'énergie et des corrections sont nécessaires ; ou il faut alors utiliser des relations empiriques parcours-énergie comme dans la méthode employée par GOULDING {20}. De plus, on doit donner à ΔE une épaisseur optimum qui est fonction de l'énergie et de la particule détectée, aussi l'identification n'est bonne que dans une région d'énergie et de noyaux. D'autre part, du fait qu'on ne peut fabriquer des jonctions très minces avec une homogénéité suffisante, cette méthode ne permet pas d'identifier, d'une manière pratique, des noyaux plus lourds que ^{16}O .

- Toutes les particules émises dans l'angle solide du compteur sont détectées, aussi l'étude de réactions à faible section efficace peut être perturbée par un phénomène abondant. En particulier, la diffusion élastique, très intense vers l'avant, interdit toute mesure à faible angle, et toute identification sur les isotopes du noyau incident.

Nous avons choisi une autre méthode d'identification {15} dans laquelle les deux mesures simultanées sont :

- une analyse magnétique donnant une sélection suivant :

$$p = Mv = Z_1 e B R \quad (1)$$

v = vitesse de l'ion.
 R = rayon de la trajectoire dans le spectromètre.
 B = induction magnétique.
 $Z_i e$ = charge de l'ion.
 M = nombre de masse de l'ion.

- Une mesure d'énergie par un détecteur solide (jonction Si-Li) placé dans le plan focal image du spectromètre :

$$E = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{(Z_i e)^2 B^2 R^2}{2M} \approx \frac{Z_i^2}{M} B^2$$

Pour une valeur de l'induction magnétique donnée, le détecteur donne un spectre du type de la figure 1. Chaque pic correspond à une valeur $\frac{Z_i^2}{M}$ bien déterminée. Chaque noyau possédant un $\frac{Z_i^2}{M}$ caractéristique cela permet l'identification, étant mis à part quelques cas ambigus, où deux noyaux ont le même $\frac{Z_i^2}{M}$. En comptant pour chaque valeur de B le nombre de particules de même espèce arrivant sur le détecteur, on obtient le spectre en impulsion suivant la formule (1).

Les avantages de cette méthode sont :

- Une bonne résolution en identification. Dans notre cas, elle atteint 0,4% et est constante pour des noyaux aussi différents que ^4He et ^{23}Na .

- La mesure des phénomènes peu abondants. Le détecteur en énergie ne reçoit que les particules ayant été triées par la valeur de l'induction B suivant la formule 1. Aussi les événements rares peuvent être mesurés avec l'angle solide maximum, accepté par le spectromètre sans être perturbés par des phénomènes beaucoup plus intenses. Il est possible, moyennant certaines précautions, d'effectuer des mesures à 0° , dans l'axe du faisceau incident.

Par contre, il existe dans cette méthode, une ambiguïté qui peut amener des erreurs d'identification, cela vient de ce que, à leur sortie de la cible, les noyaux de charge Z ne sont pas toujours totalement ionisés, mais ont une certaine probabilité d'emporter un ou plusieurs électrons et d'être alors analysés dans le spectromètre, comme des éléments ayant un numéro atomique égal à la charge d'ionisation. Une étude détaillée de la proportion des différents états de charge a été effectuée par NORTHCLIFFE [16]. La charge la plus probable augmente avec la vitesse de l'ion, c'est-à-dire, que pour des noyaux ^{14}N à 113 MeV, la proportion est de 95% de noyaux de numéro d'ionisation Z et 5% de $Z-1$, tandis qu'à 41 MeV, il y a 60% de Z , 25% de $Z-1$ et 15% de $Z-2$. Pour des ions lourds et peu rapides, c'est là une limite de l'identification.

Pour la mesure du spectre d'excitation d'un noyau, cette méthode ne donnant qu'une valeur du spectre d'impulsion pour une mesure à une moins bonne efficacité que le système $\bar{E} \times \Delta E$. Bien que ceci soit partiellement compensé par le fait que les mesures peuvent être effectuées à angle faible où les sections efficaces sont plus grandes, il est nécessaire pour économiser du temps de faisceau d'utiliser simultanément la plus grande partie possible du plan focal image du spectromètre. Nous utilisons pour cela trois jonctions à localisation de 5 cm de longueur, ce qui nous permet de couvrir en une seule mesure une plage en induction de 4,5%. Ces détecteurs associent à chaque signal énergie E , un signal de localisation P , proportionnel à la position x de la particule sur le détecteur. On peut ainsi déduire d'une seule mesure des résultats qui avec une jonction étroite seraient obtenus en plusieurs fois.

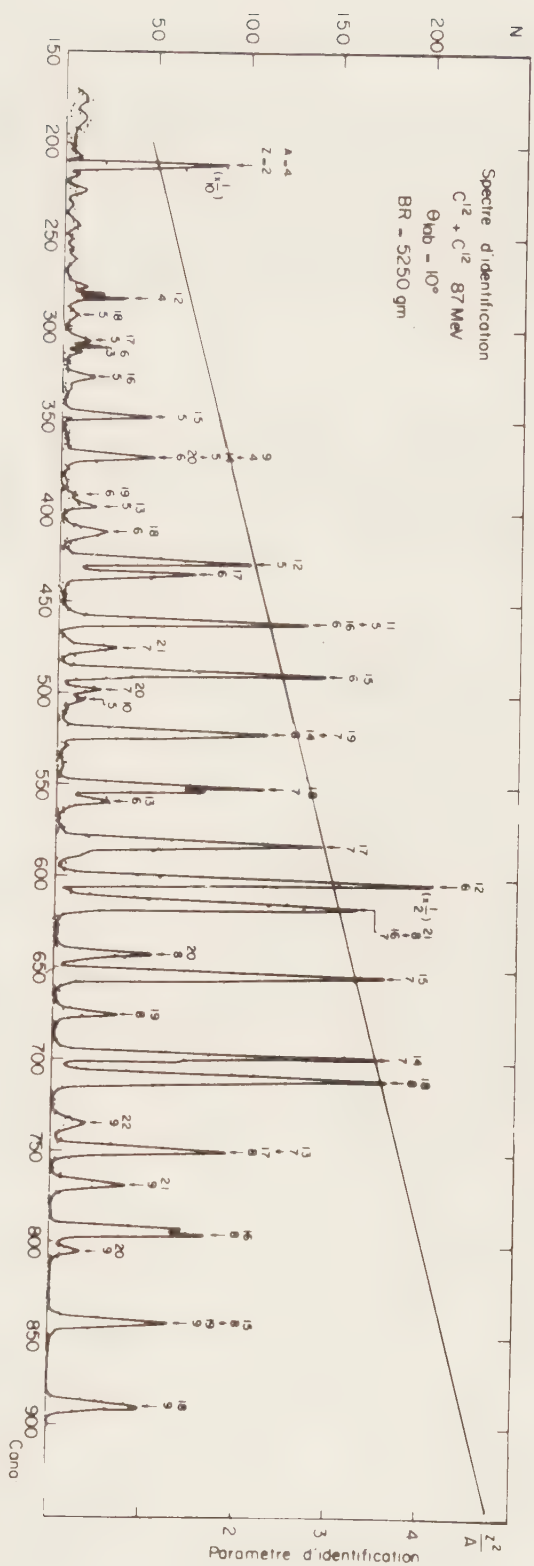


Fig. 1 - Spectre d'identification.
 Chaque pic est identifié par deux nombres : le nombre supérieur désignant la masse A de la
 particule et le nombre inférieur, sa charge Z.

2 - Association de plusieurs méthodes d'identification

Comme nous l'avons vu, ces méthodes ont chacune leur domaine d'ambiguïté. Dans le cas d'identification délicate on les associe afin d'avoir plusieurs déterminations des paramètres Z et M des noyaux détectés, on peut ainsi rejeter les cas douteux. C'est ainsi que pour la mise en évidence des noyaux ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{B}$, ${}^{15}\text{B}$ un système de quatre détecteurs successifs a été utilisé {17}. GARVEY a utilisé également un système associant $\Delta E \times E$ et un temps de vol {18}. Récemment, VOLKOV {19} en plaçant un ensemble $\Delta E \times E$ dans le plan focal d'un analyseur magnétique a mis en évidence l'existence des noyaux ${}^{18}\text{C}$, ${}^{20}\text{N}$ et ${}^{22}\text{O}$.

II - LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

1 - Le dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif est représenté en figure 2. Il comprend la chambre à réaction contenant les cibles, le spectromètre, la chambre image avec les détecteurs jonctions à localisation. Cette installation est maintenue sous un vide meilleur que 10^{-5} mm de Hg ce qui est indispensable car en cours d'expérience elle est en liaison directe avec le cyclotron à ions lourds. Ce dispositif ayant déjà été décrit [21], nous ne reviendrons pas sur ce point.

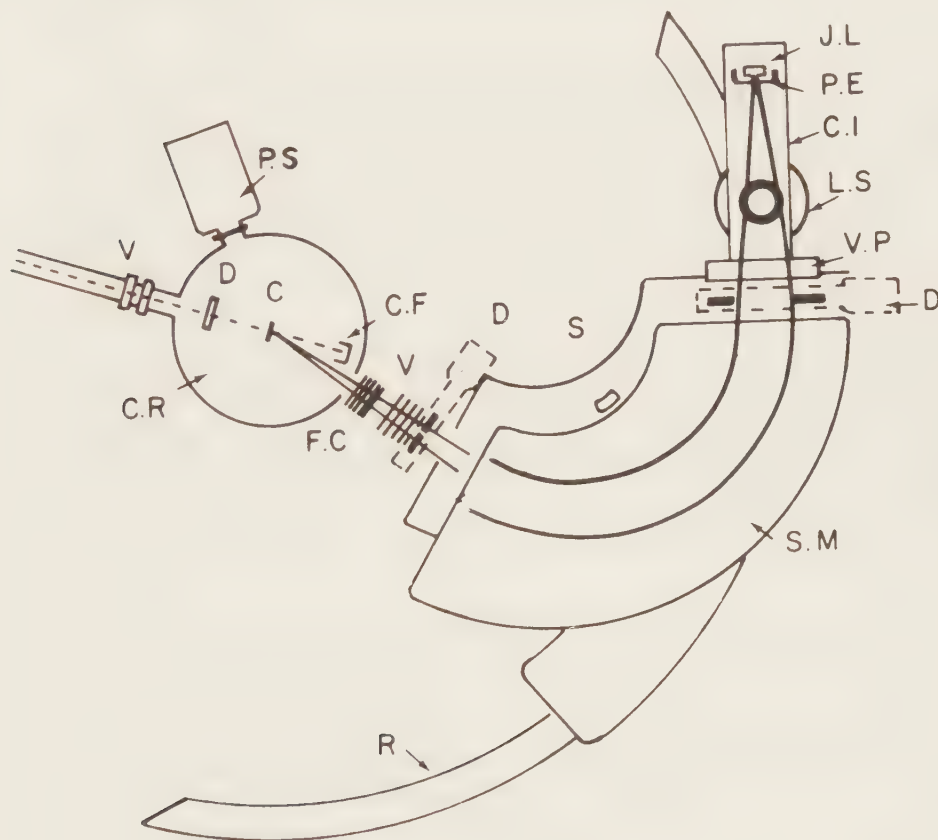


Fig. 2 - Dispositif expérimental.

SM - spectromètre magnétique, C - cible, CR - chambre à réactions, CI - chambre image, CF - cylindre de Faraday, D - diaphragme, FC - fenêtr coulissante, JL - jonctions à localisation, PE - porte-écrans escamotables, R - rail de l'aimant, V - vanne manuelle, VP - vanne pneumatique, PS - pompe secondaire, S - sonde à résonance nucléaire.

2 - Les conditions de l'expérience

Nous désirons mesurer les sections efficaces différentielles correspondant à des niveaux d'énergie bien déterminés d'un noyau produit lors du transfert d'un nucléon. Soit $A(a,b)B$ ce transfert, nous devons pour cela, procéder en deux étapes. Nous identifions d'abord le noyau b parmi tous les produits de la réaction $A+a$ mesurés vers l'avant ; cette opération s'effectue à partir du spectre d'identification, spectre qui donne le nombre de particules émises en fonction de leur valeur de Z^2/M . Ensuite, une fois b reconnu et isolé, nous traçons la courbe donnant le nombre d'événements b en fonction de la valeur de l'impulsion. Cette courbe, que nous appellerons le spectre en impulsion, nous donne les états excités du noyau. Pour obtenir une distribution angulaire, nous mesurons alors la variation en intensité d'un niveau choisi en fonction de l'angle. Nos mesures font donc intervenir ces deux spectres et leur précision va dépendre de la résolution de chacun d'eux.

La résolution du spectre en impulsion

Elle dépend du faisceau incident par sa largeur en énergie et par ses dimensions au niveau de la cible. Elle est fonction des effets d'élargissement dus à la cible, de l'ouverture angulaire du spectromètre et de la résolution du système de détection.

Parmi tous les termes intervenant pour définir cette résolution, les plus importants sont ceux qui sont dus au faisceau incident. La largeur en impulsion du faisceau extrait est de l'ordre de 0,5 %. On peut la réduire en plaçant une fente à la sortie du déflecteur à l'intérieur du cyclotron. Cette fente permet de supprimer les particules dont les trajectoires sont trop éloignées des orbites moyennes, ce qui diminue la dispersion du faisceau. Toutefois, l'obtention d'une meilleure résolution signifie dans ce cas, une perte en intensité. Ainsi, pour passer d'une dispersion de 0,5 % à une dispersion de 0,3 %, il faut perdre les deux tiers de l'intensité initiale.

Les dimensions du faisceau sur la cible vont définir la grandeur du point objet pour le spectromètre magnétique. Les meilleures conditions de focalisation obtenues lors de nos mesures, nous ont donné une tache lumineuse sur une lame de quartz dont les dimensions étaient inscrites à l'intérieur d'un carré de 0,5 cm de côté. Notre spectromètre ayant un grandissement égal à 1 et une formule de dispersion dans le plan horizontal donnée par :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{y}{350}$$

où y (exprimé en cm) est la distance sur la normale à l'axe optique au foyer image ; l'extension horizontale correspond dans ce cas, à une dispersion en impulsion qui est de 0,15 %.

L'élargissement dû à la cible peut avoir deux causes :

- La différence du ralentissement entre la particule incidente et la particule détectée, et les fluctuations de ralentissement (straggling) pour un ion donné.
- La différence de ralentissement provient du fait que les réactions se produisent en différents endroits de la cible. Sur la figure 2bis, on peut voir que cette différence pour deux réactions ayant lieu respectivement à l'entrée (X) et à la sortie (Y) de la cible, sera égale à :

$$\Delta E = e \left[\left(\frac{dE_a}{dx} \right)_a \frac{1}{\cos \alpha} - \left(\frac{dE_b}{dx} \right)_b \frac{1}{\cos(\theta - \alpha)} \right]$$

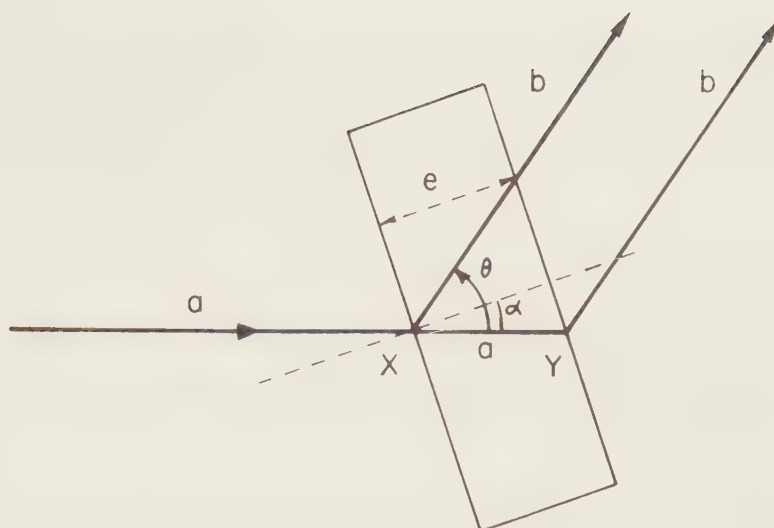


Fig. 2bis -

où :

$\left(\frac{dE_i}{dx}\right)_i$ est la perte spécifique d'énergie pour l'ion i

E_a, E_b sont les énergies des particules a et b . Lorsque $\left(\frac{dE_a}{dx}\right)_a$ et $\left(\frac{dE_b}{dx}\right)_b$ ne sont pas trop différents, cette formule donne la valeur de α pour

laquelle ΔE reste nul. Si ces quantités sont très différentes, elle permet de calculer le ΔE minimum. Cette valeur est atteinte soit pour $\alpha = 0$, soit pour $\alpha = \theta$. Pratiquement les épaisseurs de nos cibles variaient entre 30 et 150 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, de sorte que la valeur maximum de $\frac{\Delta p}{p}$ dans nos expériences était de 0,1 % pour ce facteur.

Les fluctuations de ralentissement pour un même type de particule traversant la matière, sont surtout sensibles aux très faibles épaisseurs. Dans notre cas, elles ne sont pas intervenues comme facteur prépondérant. Le manque d'homogénéité en épaisseur de la cible, aurait pu être plus important, et les cibles présentant des défauts ont été rejetées.

L'ouverture angulaire du spectromètre $2\Delta\theta$ contribue à l'élargissement, car entre les particules émises dans la direction $\theta - \Delta\theta$ et $\theta + \Delta\theta$, il existe une différence d'énergie qui est donnée par les calculs de cinématique. Cette variation est d'autant plus grande que l'énergie incidente est élevée et que le rapport masse de la particule incidente/masse du noyau cible est grand. Elle est faible autour de 0° , et très rapide à 45° . Elle nous a gêné dans nos mesures au-delà de 25° dans le laboratoire, car dans ce cas, la dispersion relative en impulsion atteint 0,2 % ; pour des angles inférieurs à 15° dans le laboratoire elle n'est que de 0,1 %.

La résolution du système de détection fait intervenir la résolution en localisation du détecteur et la résolution de l'électronique associée. La résolution en localisation des jonctions n'a pu être déterminée exactement, faute de faisceaux ayant une définition spatiale suffisante ; en faisant des mesures avec une source α canalisée, nous avons trouvé une limite supérieure pour cette résolution qui est de l'ordre du millimètre. La résolution due à l'électronique a été améliorée par l'utilisation d'un double blindage tout au long de la chaîne linéaire.

L'ensemble de ces facteurs nous donne pour le spectre final une résolution totale en impulsion de 0,4 %, soit une résolution exprimée en énergie de 0,8 %. Les niveaux dont nous désirions faire la distribution angulaire étant bien séparés dans le spectre d'excitation des noyaux, nous n'avons pas recherché pour cette série d'expériences la meilleure résolution possible. Notre souci principal a été l'amélioration du taux de comptage afin de gagner sur le temps de faisceau, et cette amélioration a été obtenue en sacrifiant une résolution en énergie qui ne nous était pas nécessaire.

Résolution en identification

Celle-ci qui définit la précision avec laquelle on identifie sur le spectre $E \simeq Z^2/M$, peut être meilleure que la résolution du spectre d'impulsion. Cela tient à ce qu'elle ne dépend que des trois facteurs suivants :

- Largeur de la tache du faisceau sur la cible,
- Précision sur la mesure de position de la jonction à localisation,
- Résolution en énergie de la jonction à localisation.

En effet, supposons pour plus de clarté que la tache du faisceau sur la cible soit ponctuelle, et que la jonction à localisation soit remplacée par une jonction ordinaire de largeur 0,5 cm. Parmi les particules d'un Z^2/M donné, seules sont focalisées sur la jonction, celles dont l'énergie sera comprise dans une bande de largeur telle que :

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} = \frac{y}{350} \quad \text{soit pour } y = 0,5 \text{ cm} \quad \frac{\Delta E}{E} = 0,3 \%$$

et dont l'énergie sera fixée par la valeur du champ magnétique suivant la formule :

$$E = \frac{Z^2}{M} B^2 \frac{(e R)^2}{2}$$

Quelle que soit la largeur en énergie de cette source ponctuelle, les autres particules de même Z^2/M mais d'énergie différente, seront focalisées en dehors de la jonction, elles n'interviendront pas dans la résolution de ce spectre. Si nous remplaçons la source ponctuelle par une tache de largeur 0,5 cm (ce qui correspond à la dimension du faisceau dans nos expériences), nous devons ajouter quadratiquement un autre terme $\frac{\Delta E}{E} = 0,3 \%$ et la résolution en énergie de la jonction. En fait nos jonctions à localisation ont sur la mesure de position une précision de l'ordre du millimètre, ce qui fait que le premier terme devient négligeable.

Comme nous l'avons vu plus haut (figure 1), toutes corrections faites, nos spectres en identification ont une résolution de 0,4 % en énergie, ce qui signifie que la résolution intrinsèque de la jonction intervient peu et que la largeur de la tache du faisceau reste le facteur principal.

Nous voyons là, une caractéristique essentielle du système d'identification utilisé : la résolution sur l'identification ne dépend que de la largeur de la tache du faisceau par l'intermédiaire de la formule de dispersion et de la résolution du détecteur. Elle est indépendante de la résolution en énergie des particules qui entrent dans le spectromètre, c'est-à-dire de la résolution du faisceau, de l'élargissement dû à l'épaisseur de la cible et des effets cinématiques sur l'énergie.

Comme nous utilisons des jonctions à localisation, il est toutefois nécessaire, pour observer le spectre d'identification avec cette résolution, de corriger la valeur de l'énergie de chaque événement, en fonction de sa position sur la jonction,

ceci pour tenir compte de sa variation due à la dispersion, et de la réponse inhomogène de la jonction en fonction de la position. Ces deux corrections peuvent être effectuées en même temps. Elles entraînent l'utilisation d'une calculatrice comme nous l'expliquerons au chapitre suivant.

L'ouverture angulaire et le rendement

Nos expériences ayant pour but la mise en évidence dans les distributions angulaires d'oscillations dont l'amplitude pouvait être faible et dont la période angulaire était petite, nous nous sommes attachés à prendre les ouvertures angulaires les plus faibles compatibles avec un taux de comptage acceptable. Pour les courbes à hautes énergies où l'on attend des oscillations très resserrées, nous avons pris une ouverture de $1/4$ de degré pour des mesures effectuées tous les $1/2$ degrés. A énergie plus basse, l'ouverture angulaire était de $1/2$ degré et les mesures étaient faites tous les degrés.

En ce qui concerne le rendement, nous avons vérifié qu'il était constant tout au long des jonctions à localisation et que toutes les particules entrant dans le spectromètre étaient reçues sur les détecteurs. Ces vérifications faites, les problèmes posés par le rendement sont alors ceux de la correction due aux proportions des différents états de charge.

Nous ne reviendrons pas sur le phénomène des états de charge, car nous en avons parlé lorsque nous avons décrit notre méthode d'identification. Il intervient ici pour modifier le rendement, car nous ne détectons qu'un des états d'ionisation. Il faut donc connaître quelle est la proportion de cet état et effectuer la correction pour se ramener au nombre réel des noyaux produits. Nous avons vérifié les formules de NORTHCLIFFE permettant de calculer cette proportion en faisant une mesure précise des états de charge du ^{13}N au cours de l'étude des réactions $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{13}\text{C}$ et $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{13}\text{N}$ {22}, ce qui nous a permis d'ajuster les constantes de ces formules empiriques. A partir de là, nous avons écrit un programme qui nous donnait en fonction de l'énergie des produits de réactions, la proportion de l'état d'ionisation. Ces résultats nous ont permis de faire les corrections de rendement et de monitoring.

Le monitoring

La mesure de l'intensité du faisceau était faite à l'aide d'une cage de Faraday. On obtient le nombre d'ions incidents par seconde en divisant le courant mesuré par l'état de charge moyen, calculé à partir des formules de NORTHCLIFFE.

Aux faibles angles (moins de 4° laboratoire), la cage de Faraday faisait ombre sur le trajet du faisceau diffusé ; il a fallu l'escamoter. Le monitoring était alors assuré par un détecteur placé à angle fixe, et qui mesurait la diffusion élastique du faisceau sur la cible. Il a été parfois nécessaire de déposer des traces d'or sur les cibles afin de favoriser la diffusion élastique coulombienne et d'obtenir ainsi un meilleur monitoring.

La précision sur les valeurs absolues des sections efficaces, dépend principalement de la précision de la mesure de l'épaisseur de la cible et du monitoring. Les corrections dues aux pertes de charge interviennent également. On peut évaluer que la précision sur les valeurs absolues varie suivant les cas de $\pm 20\%$ à $\pm 30\%$. La précision sur les valeurs relatives des points d'une distribution angulaire ne dépend que de la statistique, cette précision qui est de 3% pour des angles inférieurs à 8° dans le laboratoire, peut atteindre 10% pour les angles supérieurs à 20° .

III - DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE ET TRAITEMENT DES RESULTATS

1 - Le déroulement de l'expérience et les conditions de son contrôle

Lors de l'étude d'une réaction $A(a, b)B$, les calculs de cinématique donnent l'énergie E_b et la valeur de l'induction magnétique B du spectromètre pour la détection de la particule b à l'angle θ . Nous appellerons par la suite une accumulation de résultats caractérisée par une valeur de l'induction magnétique une phase.

A chaque phase, il faut procéder à l'identification des produits de réactions à partir du spectre E (Fig. 1) puisque $\frac{Z^2}{M}$ est proportionnel à E/B^2 . L'étalonnage en identification est facilité la plupart du temps par la présence dans le spectre de pics importants, souvent le pic de diffusion inélastique et le pic des particules α . On atteint les niveaux excités de b en traçant le spectre qui donne le nombre d'événements b en fonction de la valeur de l'impulsion.

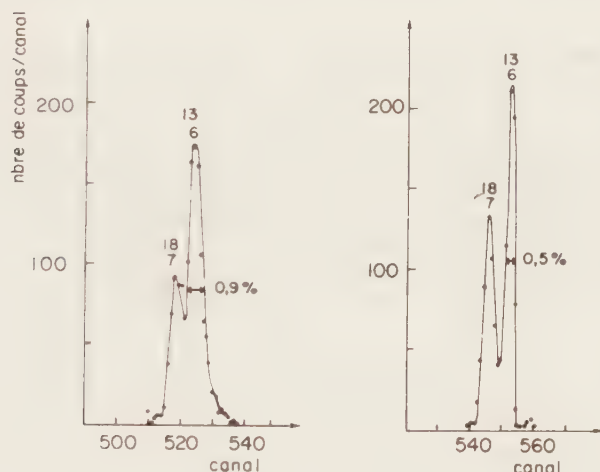


Fig. 3 - Pic d'identification avant et après correction.

Nous avons vu que pour économiser du temps d'expérience, il nous est nécessaire d'utiliser simultanément la plus grande partie possible du plan focal image, ceci est obtenu par l'utilisation de trois jonctions à localisation, qui couvrent une plage en énergie de 9 %. Toutefois, ce fait entraîne la nécessité d'une correction en énergie sur chaque événement due à la réponse inhomogène en énergie des jonctions en fonction de la position. Sur la figure 3, on voit l'effet de cette correction. Une telle correction demande l'utilisation d'un calculateur en ligne.

On obtient alors pour chaque produit identifié un spectre en P, qui est le spectre en impulsion du produit. L'ensemble des deux informations E et P, forment un volume bidimensionnel et le dépouillement peut se faire suivant une procédure que nous avons schématisé sur la figure 4.

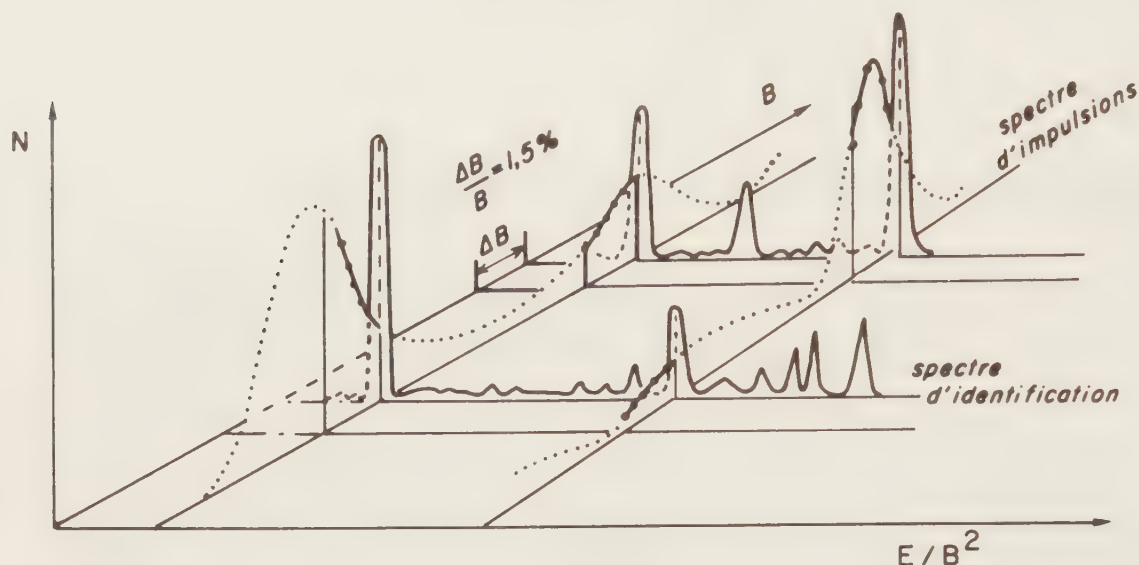


Fig. 4 - Schéma de l'étude bidimensionnelle des produits de réactions.

Si l'on veut suivre l'expérience pendant son déroulement, il faut pouvoir effectuer ce dépouillement en un temps inférieur à la durée de l'accumulation faute de quoi on travaille "en aveugle". On voit que ceci entraîne à cause du volume de données à gérer l'utilisation de calculateur. Sur la figure 1, on voit également que chaque phase fournit une très grande quantité d'information. Il est pratiquement impossible d'inventorier pendant la durée de la mesure cet ensemble, mais il est intéressant de le mettre en mémoire.

En résumé, pour pouvoir contrôler l'expérience et l'exploiter dans les conditions définies ci-dessus, il faut :

- effectuer la correction sur le paramètre E en ligne.
- mettre en mémoire l'ensemble des informations recueillies pendant une phase.
- pouvoir contrôler les conditions expérimentales (statistique, résolution en énergie etc...) pour un élément donné pendant la durée de l'accumulation.

Ces conditions permettent de déduire les caractéristiques principales de l'ensemble "traitement de données". Deux d'entre elles sont particulièrement importantes :

Les caractéristiques de la mémoire :

L'analyse biparamétrique impose la constitution d'une matrice $N(E, P)$, qu'il faudra explorer suivant le paramètre E pour obtenir l'identification et suivant P pour obtenir le spectre en impulsion. Notre précision sur l'identification est de

0,4 ‰. Cela impose une analyse de ce paramètre au 1 ‰. Pour la localisation, une précision du dixième suffit. La dimension de la matrice N sera donc de 10×1000 . Nous utilisons trois détecteurs ce qui impose une mémoire capable de contenir 30 000 nombres par phase. Pendant une expérience, qui dure en moyenne 240 heures, nous accumulons environ 250 phases, le volume des données devient important et exige des possibilités de stockage.

La vitesse d'acquisition et les caractéristiques des entrées-sorties :

Nous avons défini un taux de comptage maximum de 100 c/s. Les calculs à effectuer sur chaque événements sont simples et doivent pouvoir se faire au rythme de l'acquisition des données. Toutefois, le dialogue physicien-calculateur doit suivre le rythme de l'acquisition; pour contrôler l'expérience, il faut créer à partir de la matrice $N(E, P)$ les spectres d'identification $M(E) = \sum_P N(E, P)$ et les spectres

d'impulsion $R(P) = \sum_{E_1}^{E_2} N(E, P)$, E_1 et E_2 étant les limites du pic identifié. Les

spectres d'identification sont des spectres de 1000 canaux, leur affichage sous forme de courbes doit être instantané car le temps qui serait nécessaire pour les tracer est de loin supérieur au temps d'accumulation d'une phase. De même, l'étalonnage en Z^2/A doit être rapide et le pic identifié doit pouvoir être reconnu sur le spectre affiché. Sur la demande du physicien, on doit pouvoir passer du spectre en E au spectre en P , cela exige un accès rapide à la matrice $N(E, P)$.

2 - Le système adopté

Nous utilisons le système d'acquisition et de réduction des informations pour des expériences en lignes (ARIEL), mis au point par le service électronique de l'Institut de Physique Nucléaire {23}. Ce système est conçu pour gérer simultanément plusieurs expériences de physique. Chaque utilisateur dispose d'une voie d'acquisition et d'un poste à distance composé d'une machine à écrire (M à E), d'une unité de visualisation sur écran cathodique et d'un crayon photo-sensible. Nous allons examiner successivement l'appareillage (HARDWARE) et la programmation de base (SOFTWARE) puis nous décrirons notre programme d'acquisition des données.

a) - L'appareillage électronique :

Il comprend :

- six chaînes d'amplifications linéaires classiques (E et P des 3 jonctions) qui transmettent les signaux de détecteurs vers les convertisseurs numériques. Chaque chaîne comprend un préamplificateur et un amplificateur. L'ensemble de la chaîne est sous un double blindage afin d'éviter un trop haut niveau de bruit de fond. Les préamplificateurs ont été mis au point à l'Institut de Physique Nucléaire {24}, les amplificateurs sont des ORTEC (type 410), les convertisseurs Intertechniques (type CA25).
- les interfaces et la ligne de transmission des données jusqu'au 360/50.
- le calculateur IBM 360/50.
- l'ensemble de visualisation-dialogue.

La transmission des données vers le calculateur : {25}

Un schéma de la ligne est donné figure 5. A cause de l'éloignement entre les postes d'acquisition et le calculateur, la transmission est une transmission série.

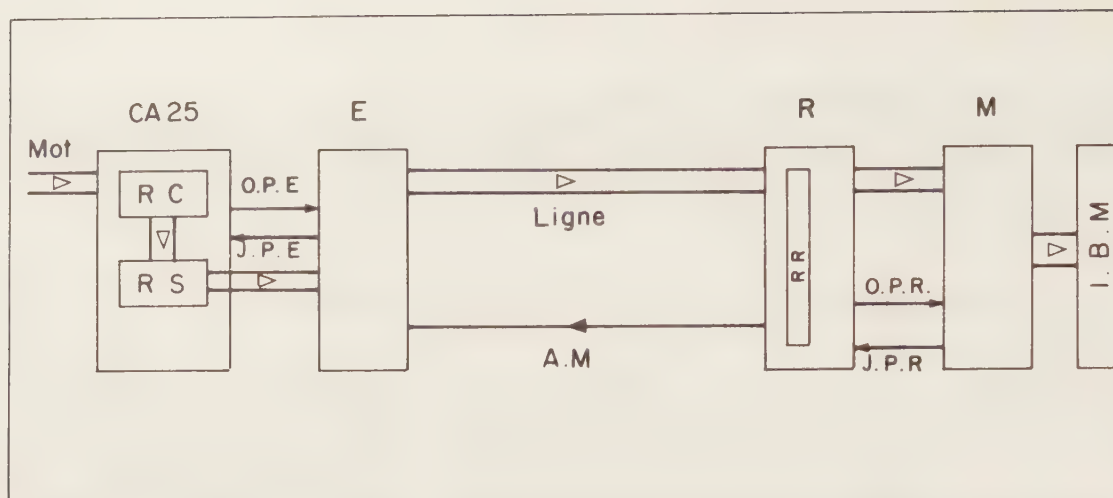


Fig. 5 - Ligne de transmission des données.

Les lignes OP, JP et AM entre les différents organes de la chaîne, représentent la conversation nécessaire pour déplacer les mots entre les registres. CA 25 - convertisseur analogique digital, E - émetteur, R - récepteur, M - multiplexeur, RC - registre de calcul, RS - registre de sortie, RR - registre de récepteur.

Dans chaque salle de physique, un émetteur envoie en série les chiffres binaires (bits), qui lui sont présentés en parallèle. Au niveau du calculateur un récepteur présente en parallèle les données reçues en série. Un multiplexeur permet de connecter sur la 360, les données venant des différentes salles de physique. Des circuits logiques permettent la conversation entre les organes de la chaîne.

Structure du mot transmis :

Le mot est de 48 bits. Deux bits servent à identifier la salle de physique, le physicien dispose donc de 46 bits pour la transmission de ses résultats. Nous en utilisons 22, 10 pour E, 10 pour P et 2 bits d'identification de la jonction. Cette identification est réalisée par un multiplexeur au départ des données.

Délais de transmission :

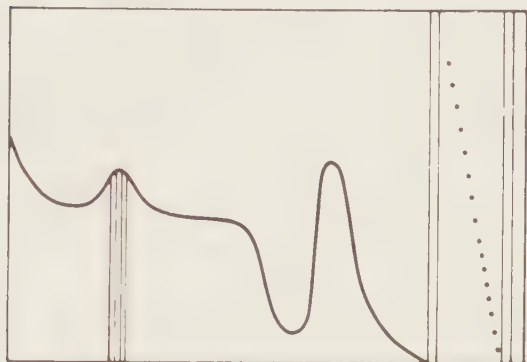
A l'entrée de la ligne, le convertisseur CA25 possède deux registres qui jouent le rôle de mémoire tampon à deux places, en fin de ligne, le récepteur possède un registre. Le signal de début de transmission des données est émis à partir du calculateur. Lorsqu'il atteint l'émetteur, la sérialisation du registre de sortie du CA25 commence. Simultanément, un signal est émis vers le récepteur, soit t_0 le temps origine de la transmission d'un mot.

La sérialisation du registre de sortie du CA25 dure un temps t_s qui est de l'ordre de $6 \mu s$. Soit t_c le retard apporté par le câble de transmission de la ligne. Au temps $t_0 + t_c$ le récepteur est averti de l'arrivée du mot et renvoie un signal pour bloquer la chaîne en amont. Ce signal atteint l'émetteur à $t_0 + 2t_c$ et interdit toute nouvelle sérialisation. La chaîne ne sera libérée que par un ordre du calculateur.

On voit donc que la durée de la transmission sera égale à la plus grande des deux valeurs $t_s + t_c$ ou $2t_c$. Dans notre cas, ces valeurs sont inférieures à $10 \mu s$, elles n'interviennent donc pas pour limiter la vitesse d'acquisition qui est 100 c/s .

b) - L'ensemble dialogue-visualisation : {26}

Il comprend un écran cathodique et un crayon photo-sensible, une machine à écrire (terminal IBM 1050). L'affichage des courbes demandées se fait à distance sur l'écran cathodique, le mode d'affichage des points de ces courbes peut varier (le point peut s'éteindre, surbriller, clignoter, une droite verticale peut joindre l'axe des x au point), ce qui permet de particulariser un point donné sur une courbe. La



définition est de 256 points en Y et 305 points en X. L'écran est divisé en deux zones (Fig. 6) : une zone d'affichage de courbe de 256 points et une zone où sont définis 16 "points fonctions". Ces points fonctions lorsqu'ils sont validés par le crayon photo-sensible, permettent d'orienter le déroulement du programme de contrôle vers divers sous-programmes. Le mot calculateur associé à chaque ligne est formé de 12 bits, dont 8 pour la définition de l'ordonnée et 4 pour la définition du mode d'affichage du point. La taille de la mémoire nécessaire pour gérer une image est de 305 x 12 bits, soit environ 500 octets, ce qui représente un encombrement très réduit.

Fig. 6 - Ecran de télévision.

Le crayon photo-sensible comprend une cellule photo-électrique dont l'éclairement provoque la lecture du couple de mémoire contenant l'abscisse et l'ordonnée du point. Ces valeurs peuvent être reprises dans la programmation, soit pour des sorties en impressions, soit pour définir des débranchements.

La machine à écrire :

C'est un périphérique IBM 1050. Elle est reliée par un canal simple à l'ordinateur. Elle sert comme unité d'entrée de données et de sorties des résultats, toutefois, ces opérations se font à un rythme lent, aussi les messages échangés doivent être brefs. On peut mettre en divers points du programme, un sous-programme d'interrogation de ce terminal, l'ordinateur éprouve alors l'état de la machine à écrire ; si elle est en état d'attente, ce qui s'obtient en abaissant une touche sur son clavier, le programme s'arrête et attend une décision du physicien qui l'orientera vers une tâche donnée. Si le terminal n'est pas en attente, le programme se déroule normalement.

c) - La programmation de base

Un ensemble de programme de base a été développé notamment avec la mise au point de cette expérience et il constitue un "langage" de base qui du point de vue du physicien possède deux caractéristiques précieuses. Tout d'abord, ces programmes peuvent être utilisés à partir du Fortran, ils s'appellent à l'aide d'instructions CALL comme des sous-programmes usuels, ce qui permet une très grande facilité d'écriture des programmes. D'autre part, ces programmes de base sont toujours

des fonctions simples (acquisition, constitution de mémoire à accès rapide sur des périphériques, affichage d'une courbe sur écran cathodique etc...) aussi ils imposent le moins de restriction possible à la logique et à l'organisation des programmes, et facilitent de ce fait l'adaptation des programmes aux conditions expérimentales. Parmi ces programmes, nous allons voir plus particulièrement la solution adoptée pour la mise en mémoire de la matrice $N(E, P)$.

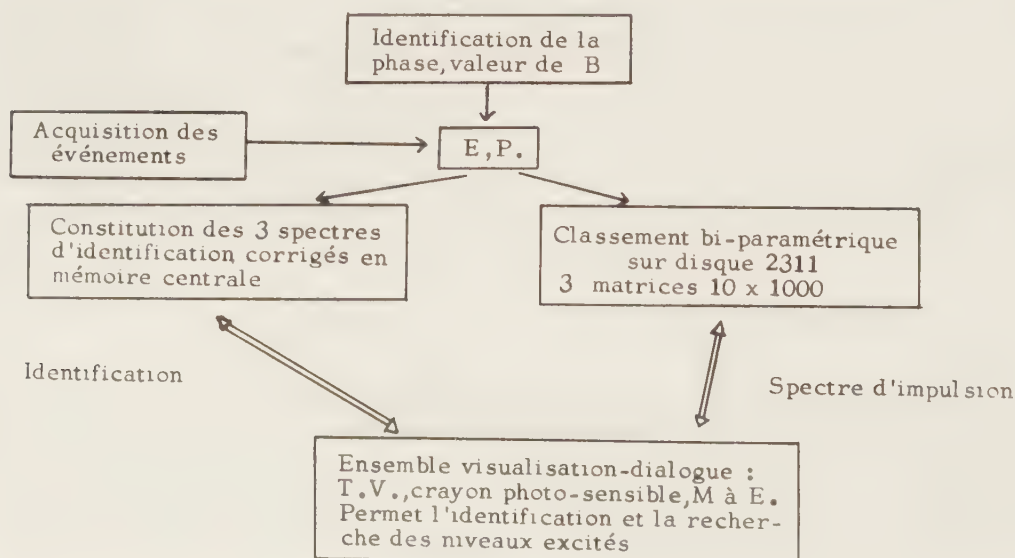
Mise en mémoire de la matrice $N(E, P)$: {27}

Rappelons que les dimensions de cette matrice sont 10×1000 mots, chaque mot étant de 4 octets, une matrice occupe 40.000 octets, la mémoire centrale disponible du 360/50 étant de 100 K octets, il est impossible de mettre en mémoire centrales les 3 matrices. La solution adoptée a été l'utilisation des mémoires à accès sélectif du calculateur (disques amovibles 2311). Ces disques peuvent contenir jusqu'à 3 millions de canaux, on peut donc y représenter des spectres construits matriciellement. Cette organisation matricielle où tous les canaux sont représentés, est bien adaptée à l'exploration rapide des spectres et à leur visualisation par la télévision. La difficulté vient du temps d'accès mécanique. Il faut en moyenne 100 ms pour accéder à l'un des quelconque trois millions de canaux. Par contre, pendant le même temps de 100 ms on peut transférer 8000 canaux de 16 bits chacun. Aussi a-t-on réduit le temps d'accès pour un spectre en ne classant pas les événements un à un, au fur et à mesure de leur arrivée, mais en constituant des zones tampons où les événements sont prétriés et classés par groupe de canaux adjacents. Les mémoires tampons sont transférées sur disques lorsqu'elles sont pleines. De plus, le canal qui gère l'unité de disques à la propriété d'effectuer le transfert de données en simultanéité avec le fonctionnement de l'unité centrale, ce qui permet un classement sur disque en simultanéité partielle avec le traitement sur les événements.

Les performances de ce programme de constitution de matrice sont d'autant meilleures que le spectre est discontinu et les mémoires tampons sont plus grandes. Dans notre cas, nous pouvions traiter 100 à 200 c/s pour des tailles de mémoires tampons, variant entre 40 et 100 événements. Le calculateur restait en attente la plupart du temps, ce qui montre que la vitesse d'acquisition était limitée par le temps d'accès mécanique.

d) - Organisation du programme

L'ensemble de notre programme peut être schématisé ainsi :



Il a été conçu pour permettre l'accumulation d'événements à un taux rapide, et pour permettre un contrôle en temps réel qui introduit le moins de pertes possible en acquisition. Toutefois, l'encombrement de la mémoire centrale nous ayant été limité (le programme occupe 58 k octet), la vitesse d'acquisition et les opérations de contrôle doivent être limitées.

Chaque phase est définie par la valeur de l'induction magnétique du spectromètre B, chaque événement est défini par les valeurs des paramètres E et P. On effectue en ligne pour chaque événement, la correction $E = f(P)$. Les adresses paramétriques, ici E et P, sont transformées en adresses disques I et J.

Parallèlement, à la constitution de la matrice $N(I, J)$, on constitue en mémoire centrale les trois spectres d'identification, ceci afin d'obtenir rapidement l'identification. Les spectres d'impulsion sont obtenus à partir de $N(I, J)$. Ces spectres sont visualisés sur l'écran T.V. Un programme d'étalonnage permet d'obtenir sur la machine à écrire la valeur Z^2/M d'un pic donné.

Les degrés de liberté du programme

Le physicien peut intervenir sur le déroulement du programme à partir de la machine à écrire et des points fonctions de l'écran T.V. Nous avons réservé les opérations d'entrée des données d'initialisation de la phase, aux commandes de la machine à écrire et les opérations relatives au dépouillement aux points fonctions. Le physicien dispose de 4 commandes :

PHASE qui permet l'entrée des données pour initialiser une phase.

FINAL qui gère la procédure de fin de programme.

VISUA qui lance la visualisation sur la T.V.

ETALO qui permet le débranchement vers le sous-programme d'étalonnage en Z^2/M .

et de 10 points fonctions sur l'écran T.V.

- 3 points de visualisation des spectres d'identification des jonctions. Ces spectres sont présentés sur 256 canaux, alors que le spectre d'identification est de 1024 canaux. Afin de ne pas perdre la résolution, nous avons pris pour représenter chaque groupe de 4 canaux, celui dont le contenu est le plus grand. Toutefois, ces spectres qui sont nécessaires pour permettre une identification rapide, n'ont pas une résolution suffisante, aussi un 4e point fonction permet la visualisation d'une zone de 256 canaux d'un spectre d'identification, on indique à l'ordinateur cette zone à visualiser en lui fournissant au crayon photo-sensible le point central de cette zone pris sur les spectres précédents.

- 2 points pour les changements d'échelles en ordonnée.

- 1 point pour connaître sur la M à E le numéro du canal d'un pic.

- 1 point pour connaître sur la M à E la valeur de Z^2/M d'un pic.

- 1 point coupe qui permet l'affichage du spectre $P = \sum_{E_1}^{E_2} N(E, P)$, les limites E_1 et E_2 sont transmises à l'ordinateur par le crayon photo-sensible.

Ces points s'affichent alors en mode clignotant.

- 1 point impression qui permet d'imprimer sur la M à E les 10 canaux du spectre P.

L'ensemble de ces fonctions permet de suivre en temps réel le déroulement de l'expérience. Son efficacité est telle que pratiquement les résultats de l'expérience sont connus à la fin de celle-ci et la plupart du temps, on ne recherche par la suite, que des compléments sur les points étudiés, ou des sujets dont l'intérêt n'avait pas été prévu à l'avance. Le même dépouillement effectué après une expérience où les résultats avaient été enregistrés "en aveugle" sur bandes magnétiques, avait demandé trois mois de travail à quatre physiciens.

IV - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET LES PREVISIONS DES MODELES DIFFRACTIONNELS

Lorsque nous avons commencé notre travail, l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur les transferts d'un nucléon entre ions lourds à des énergies incidentes supérieures à la barrière coulombienne pouvait se résumer de la façon suivante :

1°) - Une série d'expériences faites à HEIDELBERG {10} à 2-3 MeV par nucléon et où les distributions angulaires mesurées montraient une allure diffract ionnelle qui semblait caractéristique de la transition mise en jeu.

2°) - Des mesures faites à DUBNA {12} à 6 MeV par nucléon. Les distributions angulaires présentaient des oscillations d'amplitude faible. Toutefois, la méthode d'identification par décroissance radioactive utilisée dans ces expériences ne permettait pas la séparation des niveaux excités du produit de réaction.

3°) - Un grand nombre d'expérience faites à 10 MeV par nucléon à YALE {13} où toutes les distributions angulaires des transferts avaient une allure de décroissance exponentielle monotone.

L'ensemble de ces résultats indiquait une tendance générale à l'atténuation de l'amplitude des oscillations lorsque l'énergie incidente croît, ce qui n'apparaissait pas dans les prévisions théoriques des modèles diffract ionnels utilisés pour l'interprétation.

1 - Les modèles diffract ionnels

Ces modèles d'interaction sont fondés sur le fait que les transferts d'un nucléon à hautes énergies sont des réactions quasi-élastiques et de surface. Dans cette description du mécanisme, on admet que les projectiles arrivant sur la cible à l'intérieur d'un rayon R_a (rayon d'absorption) ne participent pas au transfert, car au cours de la traversée du noyau, leurs probabilités d'interaction hors de la voie quasi-élastique sont grandes, et que ceux qui arrivent au-delà d'un rayon R_d (rayon de diffusion) n'interagissent plus avec la cible. Les particules sortantes sont donc émises à partir d'un anneau situé dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau et défini par R_a et R_d . L'interaction est localisée dans cette zone qui peut être définie par sa largeur $d = R_d - R_a$ et son rayon moyen

$R = \frac{R_a + R_d}{2}$. Les sections efficaces différentielles données par ces modèles ont des allures diffract ionnelles. La localisation de l'interaction permet de définir les moments angulaires L_i et L_f des voies d'entrée et de sortie :

$$L_i = k_i R \left(1 - \frac{\eta_i}{k_i R}\right)^{1/2} \quad (2)$$

$$L_f = k_f R \left(1 - \frac{\eta_f}{k_f R}\right)^{1/2}$$

où :

η_i et η_f sont les paramètres coulombiens :

$$k_i = \sqrt{\frac{2\mu_i E}{\hbar^2}} \quad \text{et} \quad k_f = \sqrt{\frac{2\mu_f (E-Q)}{\hbar^2}}$$

E = énergie totale dans le centre de masse.

Q = bilan en énergie de la réaction.

Ces grandeurs qui nous seront utiles dans la suite de notre étude sont les moments angulaires correspondant à des collisions tangentielles.

A partir de modèles de ce type à deux paramètres d et R , FRAHN et VENTER {7} prévoyaient des sections efficaces ayant de fortes oscillations diffractives dans le cas d'énergie incidente élevée et pour des valeurs de $\eta \ll 1$. Les expériences de YALE vérifiant ces conditions, nous voyons que ces modèles simples ne rendent pas compte des résultats expérimentaux.

Effectuant à partir des mêmes idées un calcul, DAR {9} donnait pour déterminer les moments angulaires de la transition, les règles de sélection suivantes :

$$|\ell_1 - \ell_2| \leq \ell \leq \ell_1 + \ell_2$$

$$|j_1 - j_2| \leq \ell \leq j_1 + j_2 \quad (3)$$

$$\ell_1 + \ell_2 + \ell \text{ pair}$$

où ℓ_1 et j_1 sont les moments angulaires orbitaux et totaux de l'état initial du nucléon transféré, et ℓ_2 et j_2 ceux de l'état final. Il donnait également la condition suivante pour l'atténuation des amplitudes des oscillations des distributions angulaires :

$$4\pi \eta d/R \gg 1$$

valable pour des énergies incidentes très supérieures à la barrière coulombienne et des valeurs de η "pas trop grandes". Dans les conclusions de son étude, DAR affirmait que si les distributions angulaires expérimentales étaient monotones alors que cette condition n'était pas remplie, cela provenait du fait que plusieurs ℓ de parités différentes intervenaient dans la transition. D'après les règles (3), cela ne peut exister que si les états initial et final comportent un mélange de configurations, ou alors, il faut admettre que le transfert se fait avec excitation des nucléons du coeur.

Le modèle de DAR rendait très bien compte des résultats obtenus à HEIDELBERG. Ceux de YALE ne vérifiaient pas sa condition d'atténuation, aussi il restait pour les expliquer les hypothèses du mélange de configurations dans les états liés du nucléon ou du transfert avec excitation du coeur. Toutefois, GREIDER {14} proposait une autre explication de l'atténuation des oscillations des distributions angulaires, qui ne remettait pas en cause les hypothèses du modèle diffractif. En tenant compte des effets de recul négligés dans les calculs de DAR, il prévoyait une atténuation de la structure des courbes à mesure que l'énergie incidente augmentait.

A ce moment fut mis en évidence un nouveau paramètre agissant sur l'allure des distributions angulaires {28}. En mesurant la réaction $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ pour des énergies incidentes comprises entre 27 et 35 MeV, BOCK et ses coauteurs remarquaient que les oscillations apparaissaient dans les distributions angulaires lorsque la condition :

$$|L_i - L_f| = \ell \quad (4)$$

était vérifiée. Les courbes devenaient monotones lorsque la valeur de $L_i - L_f$ devenait très différente de ℓ .

D'après les définitions de L_i et L_f données dans les expressions (2), la valeur de la différence $L_i - L_f$ diminue lorsque E croît. Pour un ℓ donné, il peut y avoir une énergie incidente où la condition (4) est vérifiée. Nous appellerons cette condition la condition d'accord en moment angulaire, traduction du terme : "angular moment matching", employé par les auteurs.

Les distributions angulaires mesurées à YALE à l'énergie de 10 MeV par nucléon, étaient celles de transitions qui ne vérifiaient pas la condition d'accord en moment angulaire, et on ne connaissait pas leur comportement à énergie plus basse. De ce fait, il n'était pas possible de conclure si le facteur responsable de l'atténuation était la valeur élevée de l'énergie incidente, ou le mauvais accord en moment angulaire, ou encore l'une des hypothèses avancée par DAR. C'est pourquoi, il nous a paru intéressant de reprendre l'étude expérimentale de ce problème.

2 - Les résultats expérimentaux

Nous avons voulu mesurer les sections efficaces différentielles d'une même réaction dans les mêmes conditions expérimentales, à des énergies incidentes différentes, afin de voir si la modification de l'allure des distributions angulaires avec la croissance de l'énergie incidente est effective ou si d'autres facteurs, notamment l'accord en moment angulaire, interviennent. Nous avons choisi pour cela deux réactions : $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{O})^{10}\text{Be}$ qui sont telles que l'accord en moment angulaire s'améliore pour la première lorsque l'énergie croît, alors que pour la seconde l'accord est moins bon à haute énergie.

Nous avons mesuré les distributions angulaires des transitions menant vers les états fondamentaux des noyaux dans la voie de sortie, pour des énergies de 41, 77 et 113 MeV du faisceau incident. Si l'on s'en tient au modèle en couche, il s'agit dans le premier transfert, d'un proton $1p\ 1/2$ du ^{14}N qui va occuper une orbite $1p\ 3/2$ du ^{11}B pour donner le ^{12}C et le ^{13}C dans leur état fondamental. dans le second cas, un proton $1p\ 3/2$ du ^{11}B occupe une orbite $1p\ 1/2$ et donne l' ^{15}O dans son état fondamental, le ^{10}Be l'étant aussi. D'après les règles de

Réactions	E MeV/n	L_i	L_f	$ L_i - L_f $	l	η_i	$4\pi\eta d/R$
$^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ $Q = 8,4 \text{ MeV}$	8	27,3	30	2,7	2	1,9	0,8
	5,5	21,5	24,7	3,2	2	2,4	0,9
	3	14,5	18,8	4,3	2	3,1	1,2
$^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{16}\text{O})^{10}\text{Be}$ $Q = 4 \text{ MeV}$	8	27,3	25,8	1,5	2	1,9	0,8
	5,5	21,5	19,8	1,7	2	2,4	0,9
	3	14,5	12,1	2,4	2	3,1	1,2
$^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ $Q = 0$	7,2	23,2	23,2	0	0,2	1,8	0,7
$^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{13}\text{C}$ $Q = 0$	7,2	25,8	25,8	0	0	2,1	0,8
$^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{13}\text{C}$ $Q = 5,6 \text{ MeV}$	5,5	22,5	20,2	2,33	0	2,8	1,1

TABLEAU I

Caractéristiques dynamiques des réactions étudiées.

η_i est le paramètre coulombien de la voie d'entrée, l le moment angulaire de la transition est déterminé par les règles de sélection données dans les expressions (3). La dernière colonne représente la condition d'atténuation de DAR.

sélection rappelées au début de ce chapitre, ces transitions ne peuvent être que $l = 2$. Nous avons calculé les valeurs de L_i et L_f pour chaque énergie et chaque réaction. Sur le tableau I, où nous avons indiqué les principales caractéristiques dynamiques des réactions que nous avons étudiées, il est visible que pour le premier transfert, l'accord en moment angulaire s'améliore lorsque l'énergie croît, alors que, pour le second, l'accord est meilleur à basse énergie.

Ces deux réactions ne vérifient pas la condition d'atténuation de DAR. En effet, en prenant $d = 0.2 F$ et $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ avec $r_0 = 1.65 F$ (ces valeurs sont données par l'auteur pour des transferts d'un nucléon faits à des énergies incidentes situées au-dessus de la barrière coulombienne), on obtient dans notre cas, pour le transfert $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$, des valeurs comprises entre 0,8 pour 113 MeV d'énergie incidente et 1,2 pour 41 MeV. Ces valeurs de $4\pi\eta d/R$ ne peuvent être considérées comme étant très supérieures à 1.

Nous avons fait nos mesures en identifiant, dans le premier cas le noyau ^{13}C , et dans le second, le noyau ^{16}O . Les pics d'identification étant bien isolés, aucune contribution d'autres éléments n'était possible. Dans le spectre en impulsion des noyaux détectés, le pic correspondant à l'énergie d'excitation nulle était également très bien séparé des autres, puisque, pour la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$, le premier niveau du ^{13}C est à 3 MeV, et celui du ^{12}C à

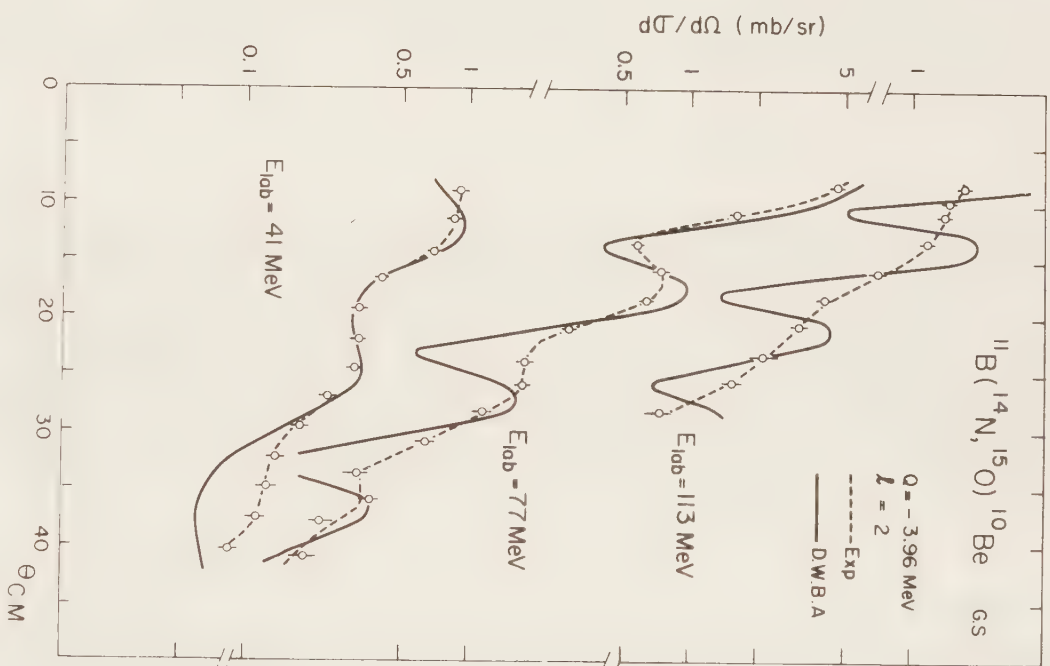
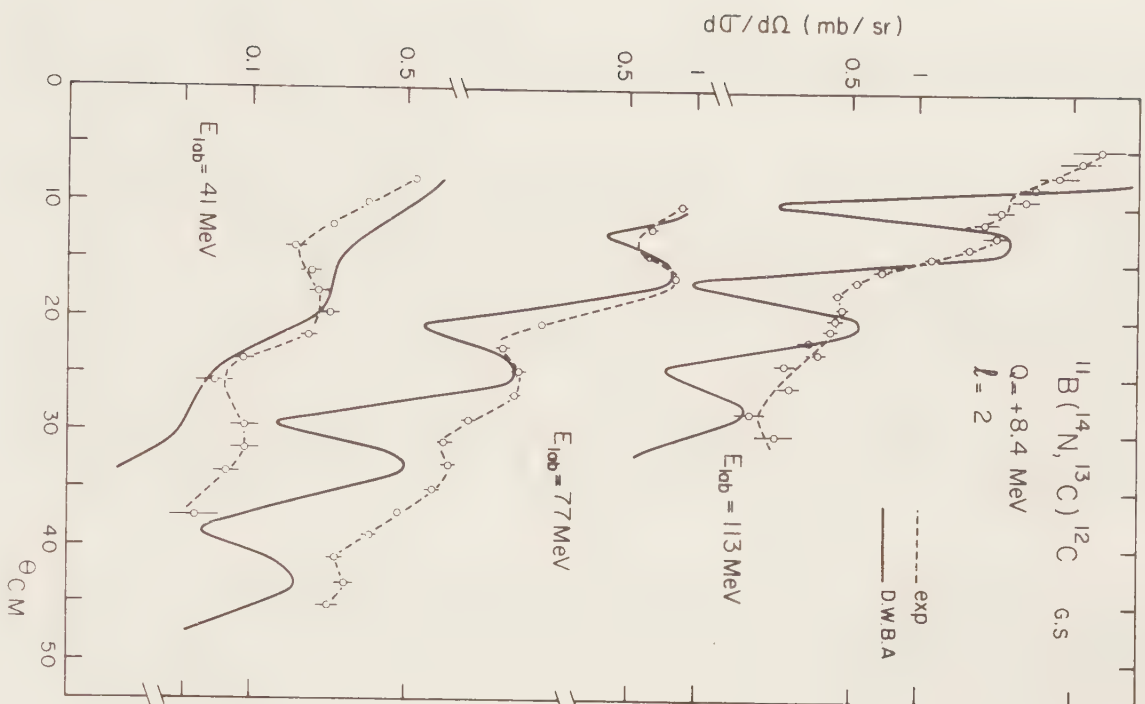


Fig. 7 et 8 - Distributions angulaires de la transition menant aux niveaux fondamentaux. Les calculs en DWBA ont été faits à partir des paramètres des potentiels optiques donnés dans le tableau II.

4,4 MeV, et dans la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{O})^{10}\text{Be}$ le premier niveau de l' ^{15}O est à 5,2 MeV et celui du ^{10}Be à 3,4 MeV.

Pour la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ à l'énergie la plus haute, nous avons effectué des mesures jusqu'à très faible angle (2° laboratoire) afin d'explorer la région angulaire proche du 0° où d'après les calculs de DA SILVEIRA {29}, l'accord serait meilleur entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques. Ainsi que nous l'avons dit dans le chapitre sur les conditions expérimentales, nous avons pris soin de faire une mesure avec une ouverture angulaire faible ($0,25^\circ$) et à des intervalles suffisamment proches ($0,5^\circ$) pour ne pas manquer des oscillations à cette énergie, oscillations dont la période prévue est de l'ordre de 4° dans le laboratoire.

Nous donnons nos résultats expérimentaux sur les figures 7 et 8. A 41 et à 77 MeV, des oscillations existent, mais l'atténuation est très forte à 113 MeV dans les deux cas. La condition d'accord en moment angulaire ne semble pas jouer un rôle prépondérant pour l'atténuation.

Pour chaque énergie, nous avons mesuré la distribution angulaire de la diffusion élastique $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{11}\text{B}$ dans les mêmes conditions expérimentales que les transferts correspondants ; cette mesure nous était nécessaire pour notre interprétation. Sur la figure 10, des oscillations apparaissent à haute énergie incidente et l'allure de la courbe à 41 MeV est due à la diffusion coulombienne aux faibles angles.

Nous avons également mesuré les transferts suivants :

$^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{13}\text{C}$ et $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{13}\text{N}$ à 77 MeV ;

$^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ à 87 MeV.

Si l'on mesure les transitions conduisant aux niveaux fondamentaux des noyaux de la voie de sortie, les règles de sélection de DAR donnent pour les trois premiers cas l'unique possibilité $\ell = 0$ pour le moment angulaire de la transition, et les valeurs $\ell = 0$ et $\ell = 2$ pour la quatrième. L'étude des transitions $\ell = 0$ est intéressante parce que c'est le cas où les distributions théoriques prévues comportent le plus de structure. Les deux dernières réactions présentent en outre, l'avantage d'avoir les mêmes noyaux dans la voie d'entrée et de sortie, ce qui permet d'éviter dans l'analyse théorique, l'incertitude due à la méconnaissance des fonctions d'onde de diffusion élastique de la voie de sortie. De plus, elles ont un bilan en énergie $Q = 0$ ce qui leur donne une condition d'accord en moment angulaire parfaitement remplie $L_i - L_f = \ell = 0$ quelle que soit l'énergie incidente.

La séparation des isotopes ^{13}C et ^{12}C était facile grâce à notre méthode d'identification, car la valeur du paramètre Z^2/M du ^{13}C est plus faible que celle du ^{12}C . Nous travaillons donc à une valeur de l'induction magnétique plus élevée, ainsi nous ne sommes pas gênés par la diffusion élastique et inélastique.

Nous donnons les résultats de ces mesures sur les figures 20, 21 et 22. Ceux-ci sont très inattendus : les trois premières distributions angulaires sont monotones, en complet désaccord avec les prévisions théoriques, et la quatrième présente une forte structure. La comparaison entre les deux dernières est particulièrement intéressante puisque ces deux réactions sont des réactions du même type et sont faites à même énergie. Elle montre que les caractéristiques nucléaires interviennent fortement au cours du mécanisme. Nous reviendrons sur ces points lors de l'interprétation de ces courbes. Les distributions angulaires des diffusions élastiques

$^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{11}\text{B}$ et $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{13}\text{C}$ à 87 MeV, et $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ à 77 MeV, ont été mesurées également. Dans chaque cas les courbes sont fortement structurées.

3 - Etude d'un transfert à plusieurs énergies incidentes

Si nous suivons les conclusions de DAR, nos résultats expérimentaux nous amènent à penser qu'à énergie incidente élevée, un autre mécanisme intervient dans les transferts d'un nucléon. En effet, nos distributions angulaires qui présentent des oscillations à 41 et 77 MeV sont monotones à 113 MeV, tout en ne vérifiant pas la condition d'atténuation prévue dans son modèle. Nous avons vu aussi qu'une autre interprétation, celle de GREIDER, consiste à maintenir les hypothèses du mécanisme, et à remettre en cause les approximations faites pour pouvoir mener les calculs à bien. Pour pouvoir choisir entre ces explications, il nous faut examiner les hypothèses du mécanisme et les approximations de calcul utilisées dans les modèles d'interaction. Nous allons le faire dans le cadre de la DWBA.

Nous avons choisi ce formalisme car son point de départ est une expression exacte de la section efficace différentielle. On peut ainsi atteindre la valeur absolue de cette grandeur, et il est possible à chaque étape du développement de justifier les approximations faites. De plus, le mécanisme qui y est décrit fait intervenir une analyse des voies d'entrée et de sortie, ainsi que les fonctions d'onde internes décrivant les noyaux en interaction, ce qui n'est pas le cas pour les modèles diffractonnels simples. Enfin, nous l'avons préféré au modèle diffractif de DAR, car celui-ci est une évaluation analytique de l'expression de l'élément de matrice de transition que nous retrouvons dans la DWBA, évaluation qui entraîne un certain nombre d'approximations de calcul.

V - LES HYPOTHESES SUR LE MECANISME EN DWBA

L'étude de cette question a été faite par de nombreux auteurs (30 - 36 - 49). Nous allons essayer de préciser les hypothèses sur le mécanisme qui permettent de passer de l'expression exacte de la section efficace différentielle pour une transition entre les voies i et f , à celle qui est utilisée pour les calculs en DWBA.

Soit la réaction $A(a, b)B$. D'après la théorie des collisions l'expression exacte de la section efficace différentielle dans le système du centre de masse s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2J_a+1)(2J_A+1)} \sum_{M_B M_b} |T|^2$$

où μ_i et μ_f sont les masses réduites des voies

$$k_i \text{ et } k_f \text{ sont les moments définis par } k_i = \sqrt{\frac{2\mu_i E}{\hbar^2}} ; k_f = \sqrt{\frac{2\mu_f (E-Q)}{\hbar^2}}$$

E = énergie totale dans le centre de masse.

J et M désignent le moment angulaire total et sa projection sur oz pour un noyau.

T est l'élément de matrice de transition complètement antisymétrisé.

1 - L'Expression de T

Pour exprimer T , il nous faut définir les fonctions d'onde des voies. On peut procéder de la façon suivante :

Soit H l'hamiltonien total ; suivant la voie, H s'écrit :

$$H = H_I + V_I = H_F + V_F$$

H_I et H_F décrivent les fragments sans interaction dans les voies i et f . En choisissant une voie initiale particulière où les noms des nucléons appartenant au fragment a sont spécifiés, on définit la fonction d'onde $I_{1,2 \dots a}$ vérifiant :

$$H_I I_{1,2 \dots a} = E I_{1,2 \dots a}$$

$I_{1,2 \dots a}$ peut se mettre sous la forme :

$$I_{1,2\dots a} = \varphi_a \varphi_A \exp (i k_i \vec{r}_{aA})$$

où φ_a et φ_A sont les fonctions d'onde internes de a et de A et $\vec{r}_{aA}$ la distance aA .

A cet état $I_{1,2\dots a}$ correspond la fonction d'onde $\psi_{I_{1,2\dots a}}^+$ solution à caractère entrant de :

$$H \psi_{I_{1,2\dots a}}^+ = E \psi_{I_{1,2\dots a}}^+$$

$$\psi_{I_{1,2\dots a}}^+ = I + \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{E - H + i \eta} V_I I_{1,2\dots a}$$

Pour la voie de sortie, on peut définir de même une fonction $F_{1,2\dots b}$ où les b nucléons appartenant à b sont spécifiés. On a alors :

$$H_F F_{1,2\dots b} = E F_{1,2\dots b}$$

$$F_{1,2\dots b} \equiv \varphi_b \varphi_B \exp (i \vec{k}_f \vec{r}_{bB})$$

En supposant que les fonctions d'onde internes $\varphi_a, \varphi_b, \varphi_A, \varphi_B$ sont antisymétrisées, et en ne gardant que les termes directs, c'est-à-dire ceux pour lesquels les b nucléons de b étaient dans a , on obtient pour le cas d'un transfert d'un nucléon en utilisant le formalisme de l'isospin :

$$T = \sqrt{aB} \langle F_{1,2\dots b} | V_F | \varphi_{I_{1,2\dots a}}^+ \rangle \quad (5)$$

où a et B sont les nombres de masse des noyaux a et B .

Soit x le nucléon transféré, on peut écrire $a = b + x$ et $B = A + x$, le potentiel V_F peut se mettre sous la forme :

$$V_F = V_{bx} + V_{bA}$$

où V_{bA} décrit l'interaction de tous les nucléons de b avec ceux de A . On montre [49] que l'expression (5) de T peut se mettre sous la forme :

$$T = \sqrt{aB} \langle \phi_b^- | V_{bx} | \psi_{I_{1,2\dots a}}^1 \rangle \quad (6)$$

où :

$$\phi_b^- = F_{1,2\dots b} + \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{E - H_F - i \eta} V_{bA} \phi_b^-$$

représente la diffusion du noyau b par A . Dans l'expression (6) de la matrice de diffusion, le potentiel V_{bA} n'intervient plus explicitement.

2 - Le modèle d'interaction

On suppose un mécanisme d'interaction directe, c'est-à-dire un mécanisme où le projectile et le noyau cible sont relativement peu perturbés au cours de l'interaction. On imagine que le noyau a , arrivé à proximité de A perd soudainement un de ses nucléons qui se joint à la cible pour former B . L'énergie de liaison de ce nucléon est toujours faible par rapport à l'énergie cinétique du projectile, aussi, la quantité de mouvement transférée q , reste petite devant l'impulsion initiale et l'interaction est à tout moment quasi-élastique.

Dans l'expression de T , la fonction $\psi_{1,2,\dots,a}^+$ contient toutes les transitions qui résultent de la réaction de a par A . D'après notre mécanisme, les transitions qui vont intervenir pour le transfert d'un nucléon seront celles qui correspondent à une diffusion quasi-élastique. Si on admet que les transferts qui résultent d'autres mécanismes tels que le noyau composé peuvent être distingués expérimentalement de ceux qui ont lieu par interaction directe, on peut en passant à la limite, remplacer dans l'expression (5) la fonction $\psi_{1,2,\dots,a}^+$ par la fonction χ_i^{T+} , qui décrit la diffusion élastique de a par A .

En faisant le même raisonnement, on remplace ϕ_b^- par χ_f^{T-} la fonction d'onde de diffusion élastique de la voie de sortie.

L'expression de T s'écrit alors :

$$T = \langle \chi_f^{T-} | V_{bx} | \chi_i^{T+} \rangle \quad (7)$$

avec :

$$\chi_f^{T-} = \varphi_b \varphi_B \chi_f^-$$

et :

$$\chi_i^{T+} = \varphi_a \varphi_A \chi_i^+$$

où χ_i^+ et χ_f^- représentent les fonctions d'onde relatives de diffusion élastique.

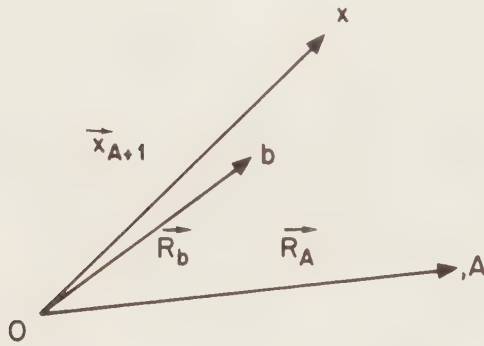
Cette expression de T est beaucoup plus simple que l'expression (6) et elle peut être calculée si on se donne la forme des fonctions d'onde internes et les potentiels U_i et U_f responsables de la diffusion élastique dans les voies. Nous allons suivre le schéma général de ce calcul en nous attachant à bien définir les variables qui vont y intervenir, car ce point sera important pour la suite de notre étude.

3 - La réduction des coordonnées

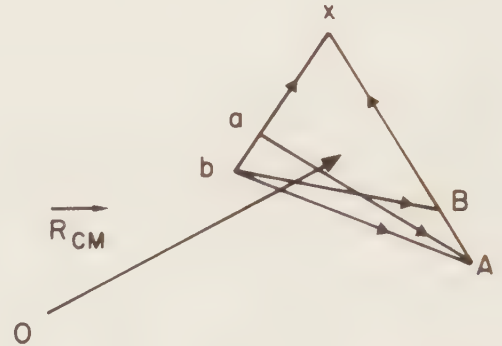
Pour calculer T , il faut faire une intégration sur toutes les variables internes du système des $a + A$ nucléons en collision. On fait usuellement la réduction

des coordonnées de la manière suivante.

Soit $\{\vec{x}_1\}$, les coordonnées des nucléons rapportées à un trièdre de référence 0. Nous avons spécifié les nucléons dans chaque fragment. Soit $\vec{x}_{A+1}$ la coordonnée du nucléon transféré. On considère pour les A premiers nucléons, (A-1) coordonnées internes $\vec{\xi}_A$, et $\vec{R}_A$ la coordonnée de leur centre de masse. En faisant de même pour les (a-1) derniers nucléons, on obtient (a-2) coordonnées internes $\vec{\xi}_b$ et $\vec{R}_b$ la coordonnée du centre de masse du noyau émis b. A cette étape nous sommes dans le cas du schéma 1 de la figure 9.



(1)



(2)

Fig. 9 - Schéma de coordonnées.

Réaction $A(a,b)B$ avec $a = b + x$, et $B = A + x$. a et B sont les centres de masse de b et x ; et de A et x.

On peut faire intervenir $\vec{R}_{CM}$ la coordonnée du centre de masse du système (A,b,x) et les coordonnées relatives des fragments pris deux à deux :

$$\vec{r}_{aA}, \vec{r}_{bB}, \vec{r}_{Ax}, \vec{r}_{bx}, \vec{r}_{bA}$$

où a est le centre de masse de b et x ; et B le centre de masse de A et x.

Ces variables sont définies sur le schéma 2 de la figure 9.

Les cinq dernières variables sont reliées par 3 relations. En posant :

$$\vec{r}_i = \vec{r}_{bB} \quad \vec{r}_1 = \vec{r}_{bx} \quad \vec{r} = \vec{r}_{bA}$$

$$\vec{r}_f = \vec{r}_{bB} \quad \vec{r}_2 = \vec{r}_{Ax}$$

ces relations s'écrivent :

$$\vec{r}_f = \vec{r} + \frac{m_x}{m_B} \vec{r}_2$$

$$\vec{r}_i = \vec{r} - \frac{m_x}{m_a} \vec{r}_1$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r} + \vec{r}_2$$

Seules deux d'entre elles sont linéairement indépendantes. En choisissant $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ on peut passer des variables $\vec{R}_a, \vec{R}_b, \vec{x}_{A+1}$ aux variables $\vec{R}_{CM}$ et $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$. La variable $\vec{R}_{CM}$ n'entrera pas dans le calcul de T, car nous nous plaçons dans le système du centre de masse. Aussi T sera une fonction des deux variables $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ et des variables internes $\vec{\xi}_A$ et $\vec{\xi}_b$.

Le calcul de T

Le calcul de T se fera en plusieurs étapes ; on fera une première intégration sur les variables internes $\vec{\xi}_A$ et $\vec{\xi}_b$ en calculant le facteur de forme nucléaire :

$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \int d\vec{\xi}_A d\vec{\xi}_b \varphi_B(\vec{\xi}_A, \vec{r}_2) \varphi_b(\vec{\xi}_b) V_{bx}(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1) \varphi_A(\vec{\xi}_A) \varphi_a(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$$

puis une intégration sur les deux variables restantes :

$$T = \int d\vec{r}_2 d\vec{r}_1 \chi_f^{-*}(\vec{r}_f) F(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \chi_i^+(\vec{r}_i)$$

Les fonctions χ_f^{-} et χ_i^{+} seront obtenues à partir des potentiels optiques déterminés par l'analyse des distributions angulaires expérimentales.

4 - Le facteur de forme nucléaire

Le calcul de $F(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ pose le problème de l'évaluation de l'intégrale :

$$\int d\vec{\xi}_A d\vec{\xi}_b \varphi_B^*(\vec{\xi}_A, \vec{r}_2) \varphi_b^*(\vec{\xi}_b) V_{bx}(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1) \varphi_A(\vec{\xi}_A) \varphi_a(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$$

On peut développer la fonction d'onde $\varphi_B(\vec{\xi}_A, \vec{r}_2)$ suivant :

$$\varphi_B(\vec{\xi}_A, \vec{r}_2) = \sum_{j_A, j_2} \theta_{j_2} \sum_{m_2, m_A} (j_2 j_A, m_2 m_A | j_B m_B) \varphi_A(\vec{\xi}_A) \varphi_{n_2 \ell_2 j_2}(\vec{r}_2) \chi_{T_A}^{t_A} \chi_{T_{n_2}}^{t_{n_2}}$$

où θ_{j_2} est le facteur spectroscopique.

$(j_2 j_A, m_2 m_A | j_B m_B)$ est un coefficient de Clebsh-Gordan.

$\varphi_{n_2 \ell_2 j_2}(\vec{r}_2)$ est la fonction d'onde du nucléon x dans le noyau B .

les χ_T^t sont des fonctions d'isospin.

Pour $\varphi_a(\vec{\xi}_b, r_1)$ on écrit de même :

$$\varphi_a(\vec{\xi}_b, r_1) = \sum_{j_1, j_a} \theta_{j_1} \sum_{m_1, m_b} (j_1 j_b, m_1 m_b | j_a m_a) \varphi_b(\vec{\xi}_b) \varphi_{n_1 \ell_1 j_1}(\vec{r}_1) \chi_{T_b}^{t_b} \chi_{T_{n_1}}^{t_{n_1}}$$

Dans l'expression de $F(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, le potentiel $V_{bx}(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$ représente l'ensemble des interactions des nucléons de b avec x . On peut poser :

$$V_{bx}(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1) = V_{bx}(r_1) + v(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$$

où $V_{bx}(r_1)$ est un potentiel central ne dépendant que de r_1 , la distance de x au centre de gravité du noyau b . $V_{bx}(r_1)$ est le potentiel local que l'on peut considérer comme une approximation du potentiel non local $V_{bx}(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$. $v(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$ représente l'interaction résiduelle une fois construit le potentiel moyen.

Pour calculer le facteur de forme, on néglige $v(\vec{\xi}_b, \vec{r}_1)$. En faisant cette approximation on interdit toute excitation des nucléons de b , ce qui revient à introduire une hypothèse de coeur inerte. Nous discuterons cette approximation lors de l'interprétation de nos résultats.

Ces hypothèses admises, $F(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ s'écrit :

$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{j_1 m_1 j_2 m_2} \theta_{j_1} \theta_{j_2} (j_1 j_b m_1 m_b | j_a m_a) (j_2 j_A m_2 m_A | j_B m_B) \varphi_n^* \varphi_{n_2 \ell_2 j_2}(\vec{r}_2) V_{bx}(r_1) \varphi_{n_1 \ell_1 j_1}(\vec{r}_1)$$

Si l'on s'en tient à un modèle en couches sans mélange de configuration pour la description des niveaux et si l'on sépare expérimentalement les niveaux du spectre d'excitation des noyaux produits ; les états j_1 et j_2 sont bien déterminés, on obtient alors :

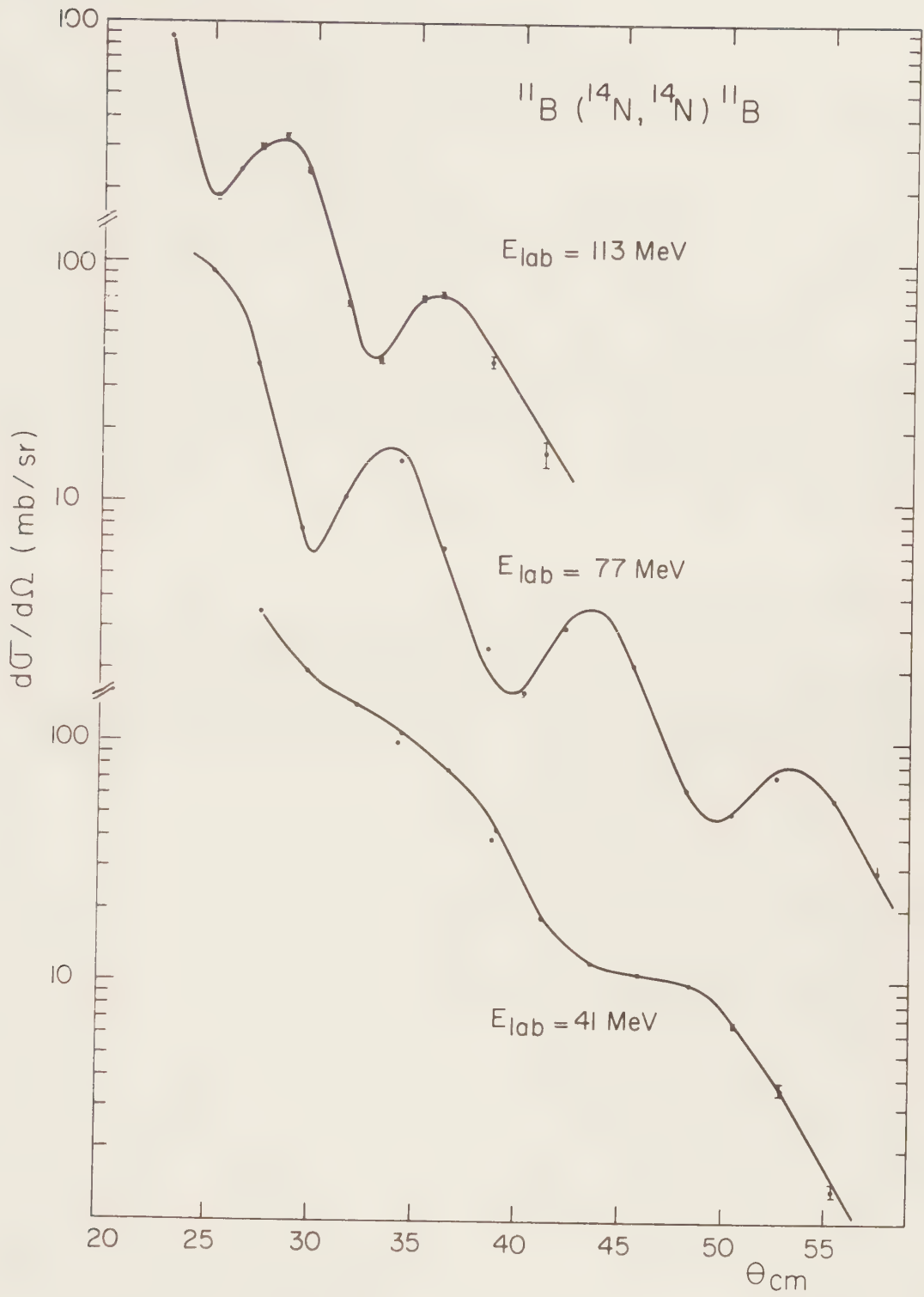


Fig. 10 - Distributions angulaires des diffusions élastiques
 $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{11}\text{B}_0$

$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \theta_{j_1} \theta_{j_2} \sum_{m_1 m_2} (j_1 j_b m_1 m_b | j_a m_a) (j_2 j_A m_2 m_A | j_B m_B) \varphi_{n_2 \ell_2 j_2}^*(\vec{r}_2) V_{bx}(\vec{r}_1) \varphi_{n_1 \ell_1 j_1}(\vec{r}_1)$$

L'évaluation de $F(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ fait intervenir $\varphi_{n_2}(\vec{r}_2)$ et $\varphi_{n_1}(\vec{r}_1)$. Leur choix dépend des noyaux entrant dans la réaction ; on peut utiliser soit les fonctions d'onde du modèle des couches, soit celles d'un modèle plus complexe faisant intervenir la déformation.

Les réactions de transfert étant des réactions de surface, l'expression exacte de ces fonctions d'onde à l'intérieur du noyau va agir assez peu en ce qui concerne l'allure des distributions angulaires. En effet, celle-ci est déterminée par la forme asymptotique des fonctions d'onde des états liés qui toutes décroissent exponentiellement à partir de la surface nucléaire. Il n'en sera pas de même pour la valeur absolue de la section efficace qui sera très sensible au modèle nucléaire choisi, car elle dépend des valeurs prises par $\varphi_{n_2}(\vec{r}_2)$ et $\varphi_{n_1}(\vec{r}_1)$ à la surface nucléaire.

5 - L'analyse de la diffusion élastique

Les distributions angulaires des diffusions élastiques $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{11}\text{B}$ sont données figure 10. Nous voyons que dans notre cas, toutes les diffusions élastiques présentent des oscillations. On peut reproduire l'allure et calculer la valeur absolue de la section efficace de diffusion élastique en utilisant un potentiel optique du type $U(r) + iW(r)$. Les potentiels $U(r)$ et $W(r)$ les plus couramment utilisés sont de la forme Wood-Saxon :

$$U(r) = U_R \left[1 + \exp \left(\frac{(r - R_R)}{a_R} \right) \right]^{-1}$$

$$R_R = r_R \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)$$

$$W(r) = W_I \left[1 + \exp \left(\frac{(r - R_I)}{a_I} \right) \right]^{-1}$$

$$R_I = r_I \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)$$

où U_R , r_R , a_R et W_I , r_I , a_I sont des constantes définissant les potentiels, et A_1 , A_2 sont les nombre de masses des noyaux cible et projectile.

Nous disposons d'un programme (JIB 3) permettant l'intégration numérique de l'équation de SCHRODINGER avec ces potentiels. Ce programme comporte également une procédure d'optimisation des paramètres des puits de potentiel. On peut ainsi, à partir des données expérimentales, trouver les meilleurs paramètres définissant les puits réels et imaginaires.

Il importe de bien voir ce que l'on atteint par cette paramétrisation, afin de lui accorder sa juste valeur car par la suite, nous utiliserons les fonctions d'onde définies par ce potentiel pour l'étude des transferts.

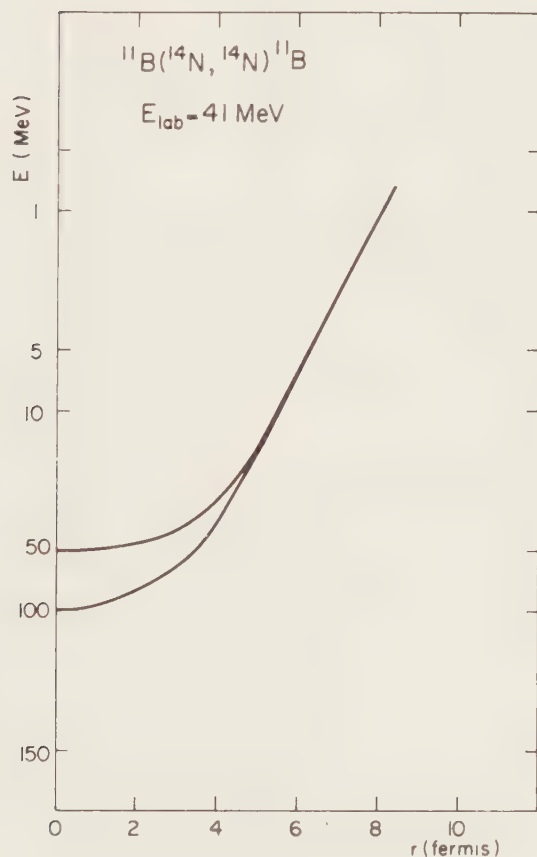
La section efficace différentielle de diffusion élastique est définie à partir des éléments η_L de la matrice de diffusion, L étant le moment angulaire des ondes partielles de l'onde plane entrante. Ces coefficients η_L sont déterminés par la condition de continuité de la fonction d'onde radiale $\chi_L^i(r)$ et de sa dérivée première entre la forme intérieure de la fonction d'onde qui vérifie l'équation :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(V_c(r) + V_N(r) \right) \right] \chi_L^i(r) = 0$$

où $V_c(r)$ et $V_N(r)$ sont le potentiel coulombien et le potentiel optique, et la forme asymptotique de cette fonction d'onde vérifiant :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\eta k}{r} - \frac{L(L+1)}{r^2} \right] \chi_L^\infty(r) = 0$$

le point où l'on identifie les deux fonctions d'onde est généralement pris à $R_M = 4R_N$; R_N étant la portée du potentiel nucléaire.



On voit que le potentiel nucléaire est déterminé par ses effets à longue portée. Ceci a pour conséquence d'introduire des ambiguïtés dans sa détermination : un exemple de ces ambiguïtés est donné sur la figure 11, où les potentiels tracés sont équivalents si la zone servant à les déterminer est située au-delà de 5 F. On voit que par cette paramétrisation on ne peut donner à chacun des paramètres d'un potentiel de Saxon-Wood un sens physique. Une deuxième conséquence est que les fonctions d'onde optiques ne sont pas connues dans la zone intérieure du noyau. Ceci est en accord avec l'expérience faite : une diffusion élastique ne donne aucune information sur l'intérieur du noyau, car une onde pénétrant dans cette région n'a que très peu de chance d'être émise dans la voie de sortie élastique.

Fig. 11 - Potentiels de Saxon-Wood déterminés par l'analyse de la diffusion élastique $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{11}\text{B}$ à l'énergie incidente de 41 MeV.

Ce caractère "d'absorption forte" se traduit dans tous les potentiels que nous avons déterminés par le comportement des éléments η_L de la matrice de diffusion. Ceux-ci ne prennent des valeurs significatives que lorsque L devient proche de la valeur L_0 , définie par $\eta_{L_0} = 0,5$. Les valeurs de L_0 ainsi définies sont identiques aux valeurs L_i calculées à partir de la formule (2) du modèle de DAR. Cela confirme que l'interaction est localisée à une distance $R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ avec $r_0 = 1,65$ F. Aussi en utilisant les ondes optiques dans le calcul de la section efficace de transfert, nous sous-entendons que cette réaction a le caractère d'une réaction de surface.

Réactions	U_R	r_R	a_R	W_I	r_I	a_I
$N^{14} + B^{11}$	100	1.02	0.78	9.64	1.41	0.47
113 MeV	50	1.04	0.74	25.	1.40	0.45
$N^{14} + B^{11}$	100	0.9	0.85	10.85	1.39	0.49
74 MeV	50	0.86	1.11	25.	1.30	0.50
$N^{14} + B^{11}$	100	0.8	0.985	8.30	1.46	0.62
40 MeV	50	1.01	0.95	25.	1.32	0.60
$C^{12} + C^{13}$	100	1.02	0.48	20.30	1.23	0.70
87 MeV	50	0.95	0.70	25.	1.18	0.53
$C^{12} + B^{11}$	100	1.02	0.70	26.	1.10	0.44
87 MeV						

TABLEAU II

Paramètres des potentiels optiques des voies d'entrée

Nous donnons dans le Tableau II les valeurs des paramètres des potentiels de Saxon-Wood que nous avons utilisées. Lorsqu'il existe deux jeux de paramètres pour une même diffusion élastique, nous avons vérifié que chacun d'eux donne des résultats semblables pour le calcul des sections efficaces différentielles de transfert.

VI - LES APPROXIMATIONS DANS LE CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

L'amplitude de transition s'écrit :

$$T = \theta_{j_1} \theta_{j_2} \sum_{m_1 m_2} (j_1 j_b m_1 m_b | j_a m_a) (j_2 j_A m_2 m_A | j_B m_B) \\ \times \int d\vec{r}_2 d\vec{r}_1 \chi_f^{(-)*}(\vec{r}_1) \varphi_{n_2}^*(\vec{r}_2) V_{bx}(\vec{r}_1) \varphi_{n_1}(\vec{r}_1) \chi_i^+(\vec{r}_1)$$

L'amplitude T est une intégrale sextuple. L'intégration numérique de cette expression présente de grandes difficultés. AUSTERN {33} et YOSHIDA {34} ont écrit des programmes pour effectuer de tels calculs. Mais à l'heure actuelle, les caractéristiques des ordinateurs sont telles que pour des énergies incidentes élevées, où un grand nombre d'ondes partielles interviennent, les calculs ne sont pas possibles.

Diverses approximations ont été proposées pour réduire cette intégrale sextuple à une intégrale triple. La plus connue est l'approximation de la portée nulle : "zéro-range-approximation", qui est utilisée dans les réactions (d,p) , (d,n) ou leur inverse. Cette approximation consiste à prendre $r_1 = 0$ ce qui entraîne comme conséquence que $\vec{r}_i = \vec{r}$ et $\vec{r}_f = \frac{m_A}{m_A + m_x} \vec{r}$. L'un des arguments disparaît dans T , qui se réduit à une intégrale triple. Cela revient à admettre que V_{bx} est un potentiel de portée nulle.

Une telle approximation se justifie difficilement dans le cas de réactions entre ions lourds à énergie incidente élevée. En effet r_1 est alors peu différent du rayon R du noyau a , et on ne peut admettre qu'un potentiel de portée nulle soit responsable de la transition. BUTTLE et GOLDFARB {11} ont proposé une autre évaluation de T que nous allons prendre comme approche pour l'étude du mécanisme dans notre cas.

1 - L'évaluation de BUTTLE et GOLDFARB

Ces auteurs proposent une méthode de calcul de T pour des énergies inférieures à la barrière coulombienne et pour des transferts d'un nucléon. Dans ce

cas, le potentiel coulombien maintient les noyaux en réaction à une grande distance. En nous reportant à la figure 9, nous sommes dans une situation où $\vec{r}$ est grand par rapport à $\vec{r}_1$, ce qui entraîne aussi que $r_2 \gg r_1$. Deux approximations vont permettre de factoriser l'intégrale sextuple que représente T en un produit de deux intégrales triples :

- Les masses des noyaux a et B étant grandes par rapport à la masse du nucléon transféré, on néglige dans les expressions de $\vec{r}_i$ et $\vec{r}_f$, les termes

$\frac{m_x}{m_b + m_x} \vec{r}_1$ et $\frac{m_x}{m_A + m_x} \vec{r}_1$ à cause des coefficients du vecteur $\vec{r}_1$ dont les valeurs sont de l'ordre de 0,1, on a alors :

$$\vec{r}_f = \frac{m_A}{m_A + m_x} \vec{r} \quad \text{et} \quad \vec{r}_i = \vec{r}$$

On peut caractériser cette approximation en disant qu'elle néglige l'effet de recul, car elle revient à supposer que m_a et m_A sont infiniment grands par rapport à m_x .

- r_2 étant grand, on prend la forme asymptotique de $\varphi_{n_2}(\vec{r}_2)$. Dans le cas d'un transfert de neutron, on obtient :

$$\varphi_{n_2}^\infty(\vec{r}_2) = N_2 h_{\ell_2}(i\chi_2 r_2) Y_{\ell_2}^{m_2}(\hat{r}_2)$$

où $h_{\ell_2}(i\chi_2 r_2)$ est une fonction de HANKEL.

$$\chi_2 = \sqrt{\frac{2m|B_2|}{\hbar^2}} \quad \text{avec} \quad B_2 = \text{énergie de liaison du neutron dans B.}$$

ℓ_2, m_2 nombre quantique de l'état n_2 .

$\hat{r}_2$ représente la direction du vecteur $\vec{r}_2$.

N_2 est le facteur de normalisation.

L'expression asymptotique de $\varphi_{n_2}(\vec{r}_2)$ où $\vec{r}_2 = \vec{r}_1 - \vec{r}$ peut se développer suivant :

$$\varphi_{n_2}^\infty(\vec{r}_2) = N_2 \sum_{\ell \ell' m m'} C_{\ell \ell' m m' \ell_2 m_2} h_{\ell}(i\chi_2 r) j_{\ell'}(i\chi_2 r_1) Y_{\ell}^{m*}(\hat{r}) Y_{\ell'}^{m'}(\hat{r}_1)$$

$C_{\ell \ell' m m' \ell_2 m_2}$ est un coefficient comprenant des facteurs de normalisation et des coefficients de Clebsch-Gordan. Cette expression n'est valable que si $r > r_1$.

En posant $\varphi_n(\vec{r}_1) = N_1 U_{\ell_1}(r_1) Y_{\ell_1}^{m_1}(\hat{r}_1)$, il vient tous calculs faits

pour une transition entre un état n_1 caractérisé par les moments angulaires ℓ_1 et j_1 , et un état n_2 de moments angulaires ℓ_2 et j_2 :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi\mu_i\mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{2J_B + 1}{(2J_A + 1)(2j_2 + 1)} \theta_{j_1}^2 \theta_{j_2}^2 |A_{\ell_1}|^2 |N_2|^2 \sum_{\ell m} (j_1 \ 1/2 \ \ell \ 0 | j_2 \ 1/2)^2 |T_{\ell m}(\theta)|^2$$

avec :

$$A_{\ell_1} = \int_0^\infty r_1^2 dr_1 j_{\ell_1}^*(i\chi_2 r_1) V_{bx}(r_1) U_{\ell_1}(r_1)$$

et :

$$T_{\ell m}(\theta) = \int d\vec{r} \chi_f^{(-)*} \left(\vec{k}_f, \frac{m_A}{m_B} \vec{r} \right) h_{\ell_2}^*(i\chi_2 r) Y_{\ell}^{m*}(\hat{r}) \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}) \quad (8)$$

Cette évaluation impose à ℓ les règles de sélection suivantes :

$$|\ell_1 - \ell_2| \leq \ell \leq |\ell_1 + \ell_2|$$

$$|j_1 - j_2| \leq \ell \leq j_1 + j_2$$

$\ell_1 + \ell_2 + \ell$ doit être pair.

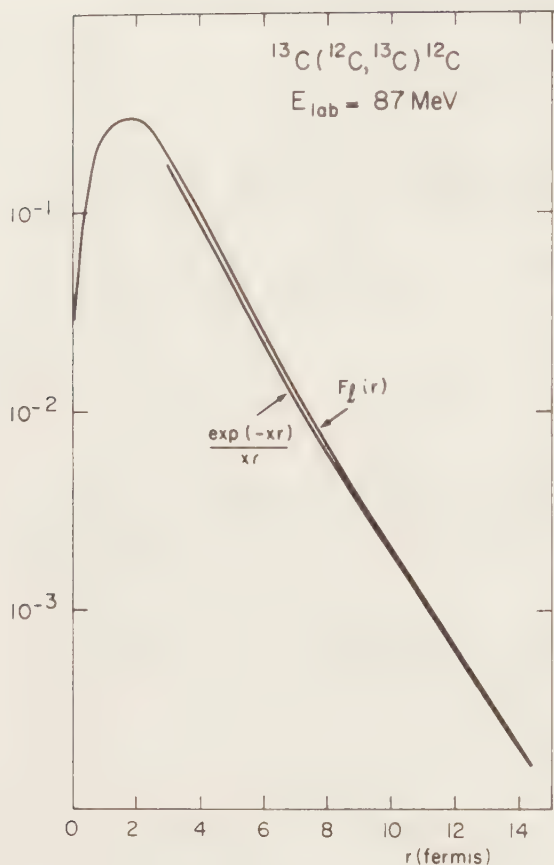
Ces conditions apparaissent dans les coefficients de couplage des différents développements et sont imposées par les intégrations angulaires. Ces règles expriment l'hypothèse du coeur inerte car alors le moment angulaire et la parité de la transition ne proviennent que du nucléon transféré. La troisième règle qui dans la seule hypothèse du coeur inerte s'écrit :

$\pi(A) \pi(B) \pi(a) \pi(b) = \pi(\text{transition})$ où $\pi(i)$ = parité du noyau i se traduit par une règle de sélection sur ℓ , car un seul vecteur $\vec{r}$ intervient dans la transition.

2 - La comparaison avec les résultats expérimentaux

a) - Discussion des approximations utilisées

Si on s'en tient aux valeurs numériques, la première approximation constitue une approximation au premier ordre sur les arguments des fonctions $\chi_i(\vec{k}_i, \vec{r}_i)$ et $\chi_f(\vec{k}_f, \vec{r}_f)$. Mais il ne faut pas perdre de vue que ces fonctions qui dépendent des deux vecteurs indépendants $\vec{r}_1$ et $\vec{r}$, ne vont plus dépendre que de $\vec{r}$ après celle-ci. De ce fait des corrélations artificielles seront introduites entre ces fonctions et il faudra les examiner dans chaque cas.



La seconde approximation trouve sa justification dans le fait que les réactions de transfert entre ions lourds sont localisées à la surface. L'intérieur des noyaux n'intervient pas. En dehors du volume nucléaire, une fonction $h_\ell(i\chi r)$ représente bien l'allure de la fonction d'onde du nucléon.

Nous avons comparé dans le cas du neutron, les fonctions d'onde $1p$ intégrées numériquement à partir d'un potentiel de Wood-Saxon, et la forme asymptotique $\exp(-\chi r) / \chi r$ de $h_\ell(i\chi r)$ (fig. 12). Nous voyons qu'au-delà de $5 F$, c'est-à-dire pour la zone d'interaction, les deux fonctions ne diffèrent pas.

Fig. 12 - La fonction d'onde $1p$ et la forme asymptotique utilisée.

Avec ces approximations le calcul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est possible. Nous l'avons fait à l'aide du programme DWUCK {45} car les éléments de la matrice de réaction $B_{\ell m}(\theta)$ calculés dans ce programme sont proportionnels aux $T_{\ell m}(\theta)$ définis ici.

Nous avons comparé ce calcul aux résultats expérimentaux sur les figures 7 et 8, ce qui nous a amené aux constatations suivantes :

1°) - Les positions des maxima et des minima sont bien reproduites par le calcul pour une transition $\ell = 2$.

2°) - Cette théorie ne rend pas compte de l'atténuation des oscillations avec la croissance de l'énergie.

3°) - L'accord est meilleur à faible angle.

Nous voyons que dans cette évaluation, les calculs en DWBA ne rendent pas compte de la modification de l'allure des distributions angulaires en fonction de l'énergie incidente. Nous pouvons à présent examiner d'où peut parvenir ce désaccord,

Si on attribue aux hypothèses du mécanisme les causes de cette modification d'allure lorsque l'énergie croît, on peut mettre en question, en premier lieu, l'utilisation de fonctions d'onde de la voie élastique dans l'expression (7) de la matrice de transition. Dans notre étude sur le mécanisme, nous avons montré qu'elle n'est justifiée que si le transfert est une réaction quasi-élastique, c'est-à-dire, si le moment transféré au cours de la réaction $\vec{q}$ est petit devant le moment initial $\vec{k}_i$. Or, la va-

leur de $\vec{q}$, qui peut s'écrire dans le cas où θ est petit et où $\vec{k}_i \approx \vec{k}_f$

$$\vec{q} = 2 \cdot |\vec{k}_i| \sin(\theta/2)$$

est proportionnelle à $|\vec{k}_i|$. Le module du vecteur $\vec{k}_i$ croît avec l'énergie incidente. Il en résulte qu'à mesure que l'énergie croît, le domaine angulaire où cette hypothèse de la DWBA est justifiée se resserre autour de 0° . On s'attend donc à ce que les distributions angulaires expérimentales ne suivent les lois de la DWBA que pour de très faibles angles. La mesure de la section efficace différentielle de la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ à 113 MeV jusqu'à 2 degrés dans le laboratoire, nous a montré qu'il n'en est rien.

La seconde hypothèse du mécanisme, celle du coeur inerte, peut également être remise en cause lorsque l'énergie du système en interaction croît. Cependant pour les deux transferts étudiés à énergies incidentes différentes, le rapport de la section efficace différentielle expérimentale à la section efficace calculée dans l'hypothèse du coeur inerte, reste constant dans la limite des erreurs expérimentales, quelle que soit l'énergie. Ceci ne se vérifierait probablement pas si le coeur était excité. Ces constatations expérimentales nous amènent à penser que la cause essentielle du désaccord doit être recherchée dans les approximations de calcul utilisées.

b) - Etude de l'expression de la section efficace différentielle

Les résultats expérimentaux mettent en évidence deux conditions pour lesquelles les distributions angulaires deviennent monotones. Ce sont un mauvais accord en moment angulaire, et une énergie incidente élevée. Les calculs en DWBA dans l'évaluation de BUTTLE et GOLDFARB rendent compte de la première, mais non de la seconde. Nous allons analyser l'expression de la section efficace différentielle calculée dans les hypothèses de la DWBA, afin de comprendre sa variation en fonction de l'angle de diffusion et examiner si un calcul exact peut rendre compte des modifications qui apparaissent lorsque l'énergie incidente est élevée.

Pour une transition de ℓ donné, la section efficace peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \sum_{m=-\ell}^{\ell} |B_{\ell m}(\theta)|^2 \quad (9)$$

où la relation entre $B_{\ell m}(\theta)$ et $T_{\ell m}(\theta)$ définie dans l'expression (8) est :

$$T_{\ell m}(\theta) = \sqrt{4\pi} \left(\frac{m_B}{m_A} \right)^2 \frac{1}{k_f^2} i^{\ell} \sqrt{2\ell+1} B_{\ell m}(\theta)$$

En faisant un choix d'axes tels que oz soit pris dans la direction de $\vec{k}_i$, oy dans celle de $\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f$ et en appelant θ l'angle compris entre $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$, nous obtenons :

$$B_{\ell m}(\theta) = (-)^m B_{\ell -m}(\theta) \quad (10)$$

$$B_{\ell m}(\theta) = \sum_{L=0}^{L_b} \beta_L^m P_L^m(\theta) \quad (11)$$

où L_b est le nombre maximum d'ondes partielles utilisées dans l'analyse de la voie de sortie. $P_L^m(\theta)$ est une fonction de LEGENDRE ; les coefficients β_L^m sont donnés par :

$$\beta_L^m = \sum_{L'} \Gamma_{LL'}^{\ell m} f_{L,L'}^{\ell} \quad (12)$$

L' caractérise l'onde partielle de la voie d'entrée. Soit L_a le nombre maximum d'ondes intervenant dans cette voie. L' doit vérifier les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} L - \ell &\leq L' \leq L + \ell \\ L + L' + \ell &\text{ pair} \\ L' &\leq L_a \end{aligned} \quad (13)$$

Nous avons également :

$$\Gamma_{LL'}^{\ell m} = i^{L'-L-\ell} (2L+1) \sqrt{\frac{(L-m)!}{(L+m)!}} \langle L \ell 0 0 | L' 0 \rangle \langle L \ell m -m | L' 0 \rangle$$

$$f_{L,L'}^{\ell} = c \int \chi_L^{(-)*} \left(k_f \frac{m_A}{m_B} r \right) F_{\ell}(r) \chi_{L'}^{+}(k_i, r) dr \quad (14)$$

où $\langle L \ell 0 0 | L' 0 \rangle$ et $\langle L \ell m -m | L' 0 \rangle$ sont des coefficients de CLEBSH-GORDAN, $F_{\ell}(r)$ est la partie radiale du facteur de forme nucléaire. Les $\chi_L(k, r)$ sont les coefficients du développement de la fonction d'onde distordue $\chi(k, r)$ sur une base de $Y_L^m(\hat{r})$.

Dans l'expression de la section efficace toutes les ondes partielles n'interviennent pas. Seuls quelques coefficients β_L^m ont des valeurs significatives. Cette localisation dans l'espace des L , provient de l'intégrale de recouvrement $f_{L,L'}^{\ell}$.

Sur la figure 13, nous avons représenté les valeurs des $f_{L,L'}^0$ pour chaque L , dans le cas des réactions $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ et $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ faites à 87 MeV. Nous voyons que seules interviennent les ondes partielles dont les moments angulaires sont centrés autour d'une valeur que nous appellerons L_f . Dans le cas de la figure 13, les valeurs de L_f sont grandes, de l'ordre de 20.

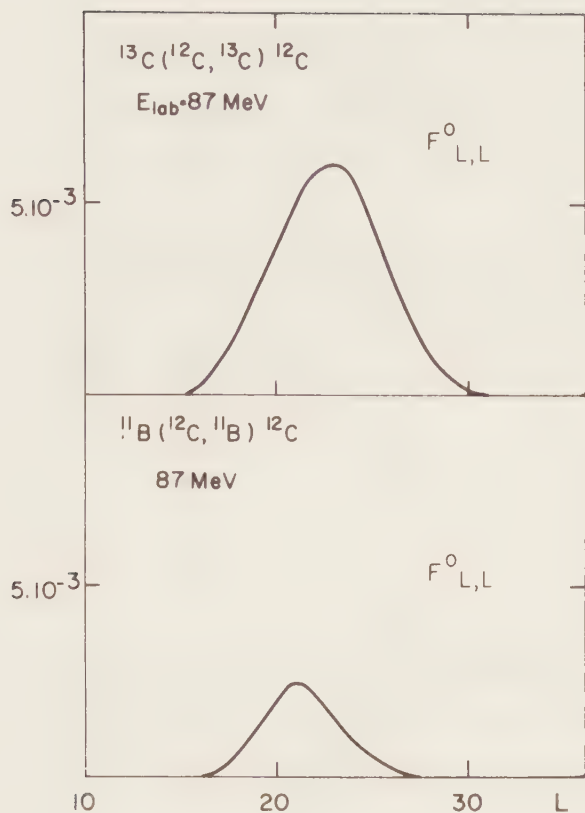


Fig. 13 - Valeurs significatives de $f_{L,L}^0$ (termes réels) montrant la localisation dans l'espace des L .

Du fait de cette localisation, la somme définissant $B_{\ell m}(\theta)$ dans l'expression (11) va se réduire à quelques termes. Or, pour les grandes valeurs de L l'expression approchée de $P_L^m(\theta)$:

$$P_L^m(\theta) \xrightarrow{L \text{ grand}} (-L)^m \left(\frac{2}{\pi L \sin \theta} \right)^{1/2} \sin \left[\left(L + \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{\pi}{4} + m \frac{\pi}{2} \right] \quad (15)$$

montre que $P_L^m(\theta)$ varie lentement avec L ; $B_{\ell m}(\theta)$ qui peut se définir comme la valeur moyenne de la somme $\beta_L^m P_L^m(\theta)$ autour de la valeur L_f suivra donc les oscillations de $P_{L_f}^m(\theta)$. L'expression (15) indique par contre qu'une somme de $P_L^m(\theta)$ où les m sont de parité opposée, voit ses oscillations s'atténuer très rapidement car elle additionne des fonctions en opposition de phase. Il faut donc que les coefficients β_L^m imposent une parité bien déterminée aux valeurs de m pour que la section efficace ait une forte structure.

En étudiant les termes qui interviennent dans la définition des β_L^m , on voit que ceci se réalise quand les intégrales $f_{L,L}^{\ell}$ prennent des valeurs voisines,

lorsque L' varie, L et l étant donnés. Les intégrales $f_{L,L'}^l$, dépendent des conditions dynamiques de la réaction par les fonctions $\chi_L^{(-)}$ et $\chi_{L'}^{(+)}$, et des caractéristiques nucléaires du transfert par le facteur de forme nucléaire $F_l(r)$. Les valeurs relatives des termes $f_{L,L'}^l$, intervenant pour caractériser l'allure des distributions angulaires, celle-ci dépendra également des caractères spécifiques de la transition.

Cette situation peut constituer une explication de l'atténuation des oscillations avec le mauvais accord en moment angulaire. Rappelons que cet effet apparaît à basse énergie et que les calculs de DWBA (BG) en rendent compte [37].

A basses énergies, les fonctions d'onde distordues peuvent être remplacées avec une bonne approximation par les formes asymptotiques dans la zone où l'interaction prend place. Nous avons alors :

$$\chi_L^{(-)} = A_L^{(-)} \sin(kr - \frac{1}{2}L\pi + \delta_L^- - \eta \ln 2kr + \sigma_L^-)$$

$$\chi_{L'}^{(+)} = A_{L'}^{(+)} \sin(kr - \frac{1}{2}L'\pi + \delta_{L'}^+ - \eta \ln 2kr + \sigma_{L'}^+)$$

Les valeurs des intégrales $f_{L,L'}^l$ vont donc suivre en première approximation les valeurs du produit $A_L^- \times A_{L'}^+$. Nous avons tracé figure 14, les valeurs des coefficients A_L^- et $A_{L'}^+$ en fonction de L pour les deux réactions :

$$^{14}\text{N} + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^{12}\text{C} \quad ; \quad Q = +8,4 \text{ MeV} \quad ; \quad l = 2$$

$$\text{et : } ^{14}\text{N} + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{O} + ^{10}\text{Be} \quad ; \quad Q = -4 \text{ MeV} \quad ; \quad l = 2$$

à 41 MeV.

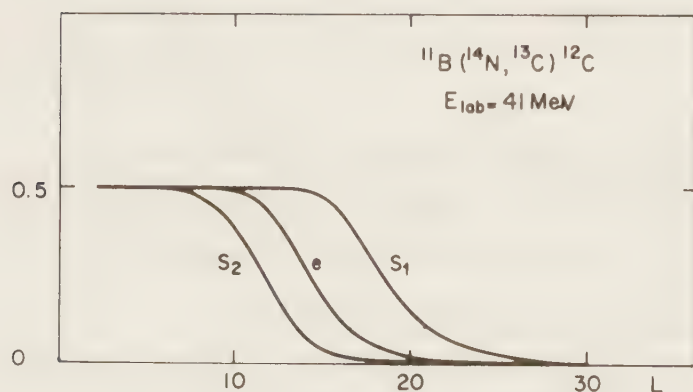


Fig. 14 - Amplitudes des fonctions d'onde partielles de diffusion élastique :
e - voie d'entrée
 $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{11}\text{B}$
 S_1 - voie de sortie
 $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$
 S_2 - voie de sortie
 $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{O})^{10}\text{Be}$

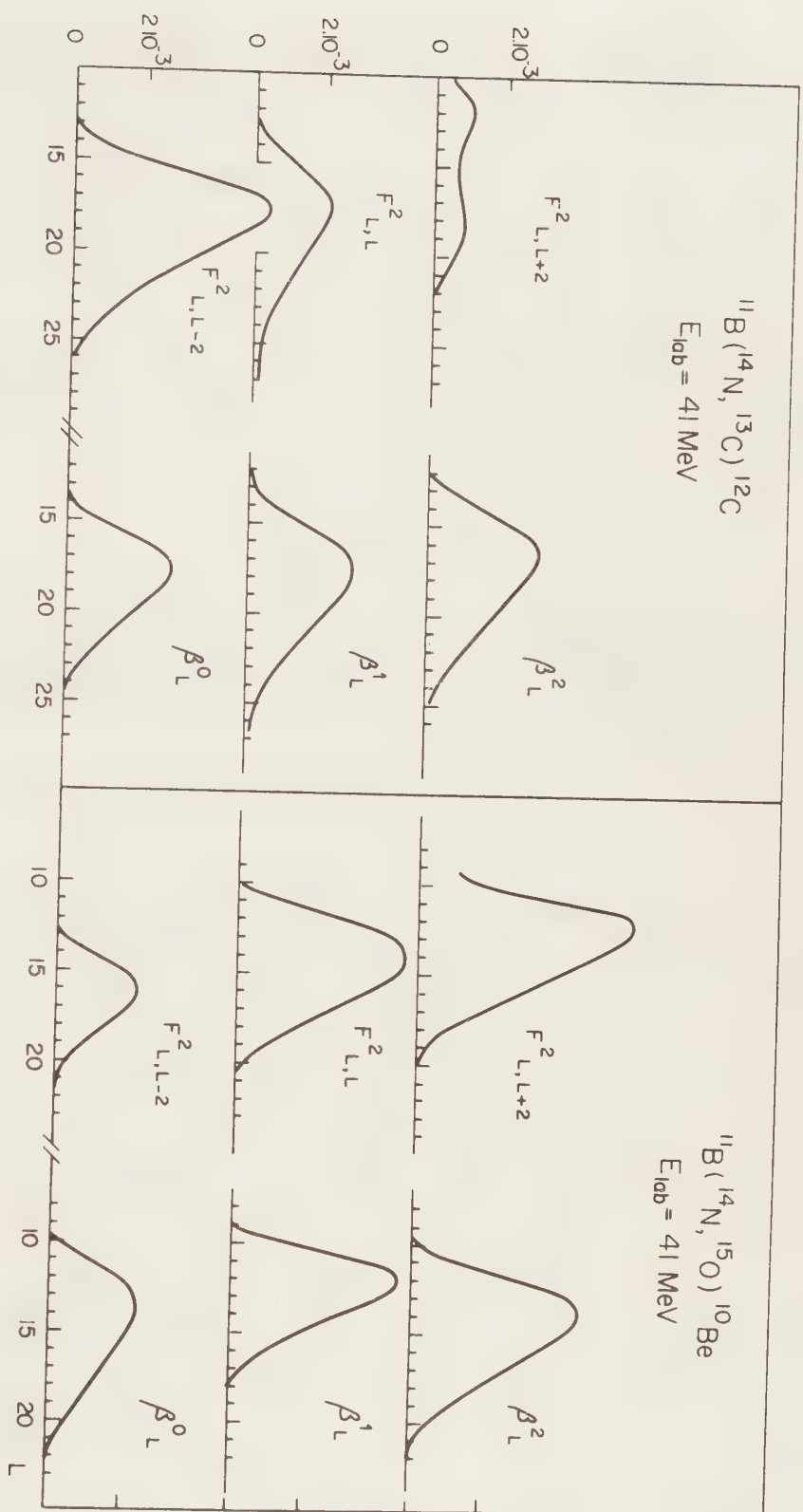


Fig. 15 - Valeurs des intégrales $f_{L,L}^2$ et des coefficients $\beta_{L,L}^m = \sum_{L'} \Gamma_{L,L'}^{2m} f_{L,L'}^2$ (parties réelles).

On voit que pour la première réaction, c'est le produit $A_L^- \times A_{L-2}^+$ qui est avantagé du fait du Q de la réaction, tandis que pour la seconde, c'est le produit $A_L^- \times A_{L+2}^+$ qui l'est.

La figure 15, où les valeurs les plus significatives des $f_{L,L}^2$, ont été tracées, montre qu'il y a bien correspondance entre les $f_{L,L}^2$ et les produits $A_L^- \times A_{L+2}^+$.

Dans les deux cas, les termes $f_{L,L-2}^2$ et $f_{L,L+2}^2$ sont très différents, ce qui permet aux coefficients β_L^1 de ne pas s'annuler, ainsi que l'indique la figure 15, et la structure des distributions angulaires s'atténue (fig. 7 et 8).

c) - Variation avec l'énergie incidente

La première approximation de BUTTLE et GOLDFARB masque un effet qui augmente avec l'énergie incidente, car elle a pour conséquence d'introduire une corrélation de phase artificielle entre les fonctions d'onde radiales $\chi_L(kr)$. Ces fonctions sont des fonctions qui oscillent rapidement, comme nous pouvons nous en rendre compte sur la figure 16.

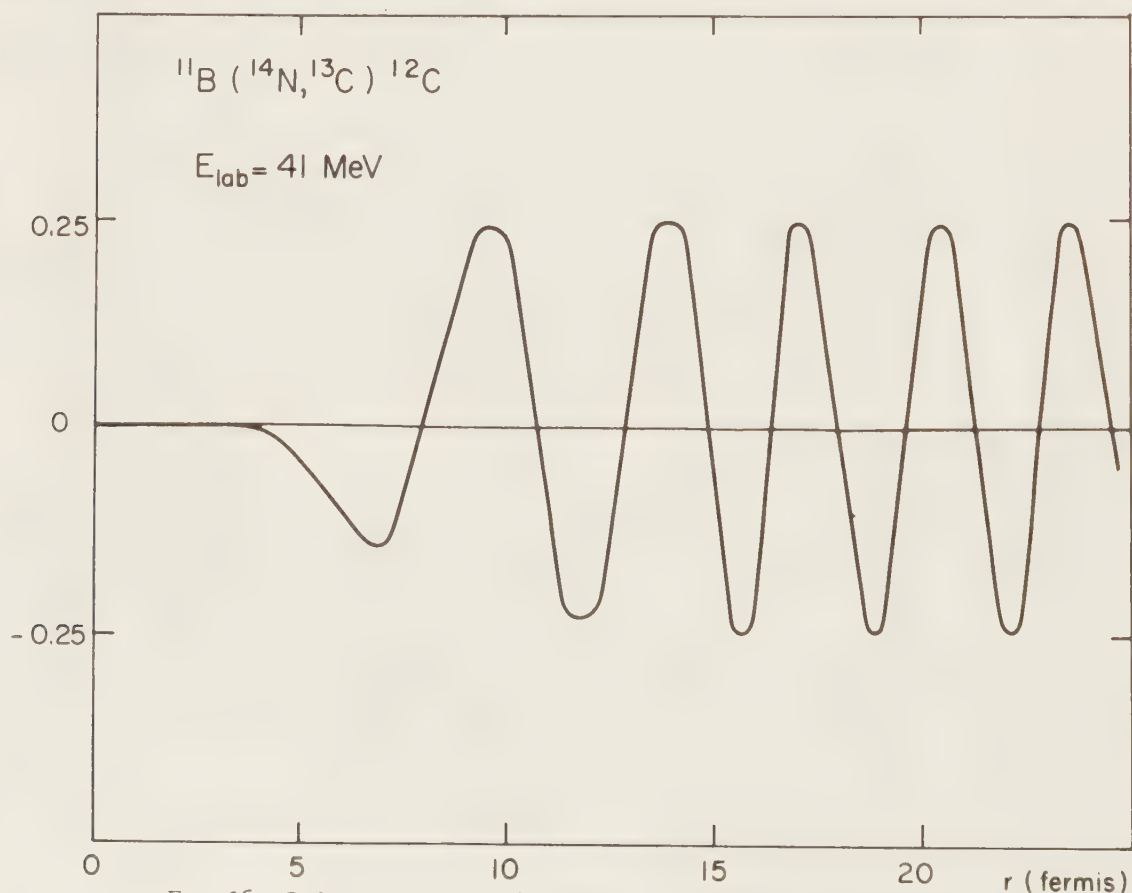


Fig. 16 - Onde partielle $\chi_{15}(kr)$ de la voie d'entrée de la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ à 41 MeV.

Pour juger de l'approximation il faut évaluer le déphasage supplémentaire introduit entre les deux fonctions $\chi_L^{(-)}(k_f, \frac{m_A}{m_A+m_x} r)$ et $\chi_L^{+}(k_i, r)$ par les termes $\frac{m_x}{m_b+m_x} r_1$ et $\frac{m_x}{m_A+m_x} r_1$ qui ont été négligés. On peut le faire en prenant

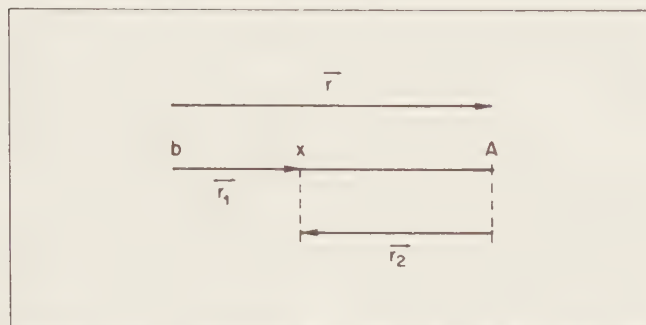


Fig. 17 - Schéma des coordonnées de la réaction $(b+x) + A \rightarrow b + (x+A)$, x est sur la droite bA .

pour $\vec{r}_1$ le rayon du noyau incident, et en supposant le vecteur $\vec{r}_1$ parallèle au vecteur $\vec{r}$, ce qui revient à admettre que le nucléon transféré est sur la ligne qui joint le centre de masse des deux coeurs, (figure 17). On atteindra ainsi une valeur supérieure de ce déphasage. Dans le cas de la réaction

$^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$, en prenant

$R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,65 \text{ F}$), on obtient une différence Δr entre les arguments des fonctions, qui est de l'ordre de $0,5 \text{ F}$. A l'énergie incidente de 8 MeV par nucléon, la longueur d'onde de ces fonctions est de 3 F dans la zone d'interaction, ce qui conduit à un dé-

phasage $D = \frac{2\pi\Delta r}{\lambda}$ peu différent de $\pi/3$, tandis qu'à 3 MeV par nucléon la longueur d'onde est de 6 F , et le déphasage est de $\pi/6$.

Afin de mettre en évidence l'influence de cet effet sur l'allure des distributions angulaires, nous avons remplacé dans l'analyse de BUTTLE et GOLDFARB, leur première approximation par celle que nous avons utilisée dans l'évaluation du déphasage. Nous pouvons calculer la section efficace différentielle comme précédem-

ment. La seule modification consiste à introduire les termes $\frac{m_x}{m_b+m_x} R$ et $\frac{m_x}{m_A+m_x} R$ dans les arguments des fonctions χ_L^- et χ_L^+ . L'expression de $f_{L,L}^{\ell}$ devient :

$$f_{L,L}^{\ell} = C \int \chi_L^{(-)*} \left(\frac{m_A}{m_A+m_x} r + \frac{m_x}{m_A+m_x} R \right) F_{\ell}(r) \chi_L^{+} \left(r - \frac{m_x}{m_b+m_x} R \right)$$

Nous avons transformé le code DWUCK pour y introduire cette modification. En effectuant les calculs pour la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ aux trois énergies incidentes, nous obtenons les résultats qui sont donnés sur la figure 18 où nous voyons que l'effet introduit une atténuation des amplitudes des oscillations. Cette atténuation est plus importante à haute énergie qu'à basse énergie, ce qui va dans le sens des résultats expérimentaux.

Un tel calcul n'a qu'une valeur indicative sur les modifications qui interviendront à haute énergie incidente. L'expression de la matrice de transition obtenue à partir des hypothèses de base :

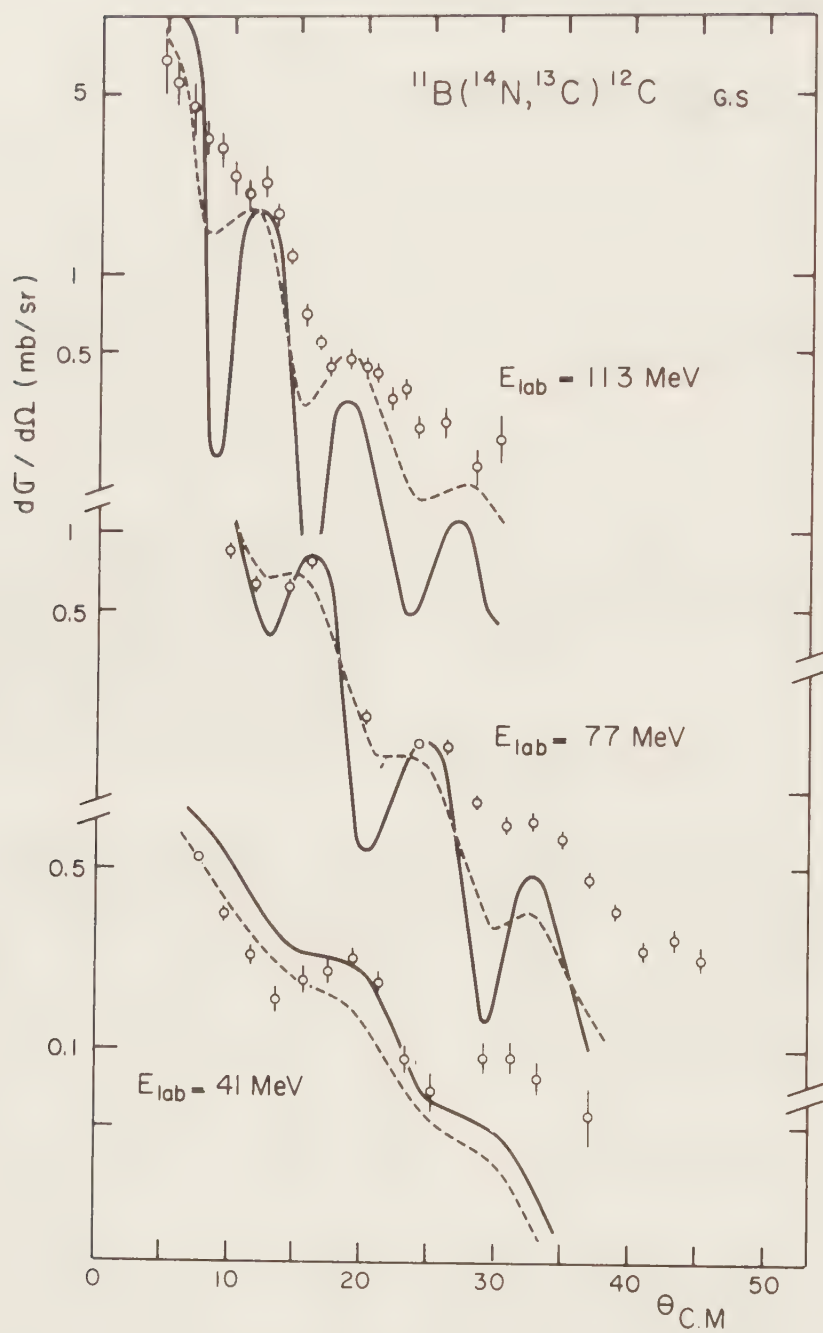


Fig. 18 - Effet de recul sur les distributions angulaires. Les courbes en trait plein sont les courbes DWBA calculées suivant les hypothèses de BUTTLE et GOLDFARB. Celles en traits discontinus ont été calculées en supposant le nucléon transféré sur la droite joignant les noyaux b et A .

$$T = N \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \chi_f^{(-)*}(\vec{r}_f) \varphi_{n_2}^*(\vec{r}_2) V_{bx}(\vec{r}_1) \varphi_{n_1}(\vec{r}_1) \chi_i^+(\vec{r}_1)$$

montre que T dépend des deux vecteurs $\vec{r}_2$ et $\vec{r}_1$. Un calcul réaliste doit conserver l'indépendance des six variables spatiales dont dépend cette intégrale.

On peut en prévoir les conséquences {33} : L'intégration sur les variables angulaires va conduire à des couplages en moments angulaires plus complexes. Les règles de sélection qui en résulteront seront moins simples que celles qui sont données par les expressions (13). Un plus grand nombre de termes interviendra donc dans l'expression de la section efficace.

Quant à l'intégration radiale, elle ne pourra plus se factoriser en deux intégrales simples, les conditions dynamiques et les conditions nucléaires seront par conséquent en plus grande dépendance l'une de l'autre que dans l'évaluation de BUTTLE et GOLDFARB. Le domaine de l'intégration radiale fera intervenir en plus de la distance entre les centres de masse des deux noyaux, une dimension nucléaire qui sera, soit un rayon, soit l'extension d'une fonction d'onde.

Nous allons retrouver ces traits qualitatifs dans l'analyse des réactions de transfert d'un nucléon à haute énergie que propose GREIDER {38}.

3 - L'évaluation de GREIDER

Dans cette analyse, les fonctions d'onde sont exprimées comme un produit de deux facteurs : une amplitude $B(\vec{k}, \vec{r})$ et une phase $\exp(i \vec{k} \cdot \vec{r})$. On obtient alors, en utilisant les mêmes notations que précédemment :

$$\chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) = B_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) \exp(+i \vec{k}_i \cdot \vec{r}_i)$$

$$\chi_f^{(-)}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) = B_f^-(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \exp(i \vec{k}_f \cdot \vec{r}_f)$$

En supposant que $B(\vec{k}, \vec{r})$ varie lentement avec $\vec{r}$ on peut faire l'approximation suivante :

$$B_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) = B_i^+(\vec{k}_i, \vec{r})$$

$$B_f^-(\vec{k}_f, \vec{r}_f) = B_f^-(\vec{k}_f, \vec{r})$$

ce qui revient à ne tenir compte de l'effet de recul que sur la phase des ondes distordues. A partir de ces hypothèses, l'amplitude de transition T s'écrit :

$$T = N \int B_f^{*-}(\vec{k}_f, \vec{r}) B_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}} \cdot G_{fi}(\vec{r}) d\vec{r}$$

où :

$$G_{fi}(\vec{r}) = \int \exp(i \vec{p} \vec{r}_1) \cdot \varphi_{n_2}^*(\vec{r}_1 - \vec{r}) V_{bx}(r_1) \varphi_{n_1}(\vec{r}_1) d \vec{r}_1 \quad (16)$$

$$\vec{p} = \frac{m_x}{m_b + m_x} \vec{k}_i + \frac{m_x}{m_x + m_A} \vec{k}_f$$

$$\vec{q} = \frac{m_A}{m_x + m_A} \vec{k}_f - \vec{k}_i$$

Le vecteur $\vec{q}$ est peu différent du moment transféré, tandis que $\vec{p}$ peut être défini comme un moment dû au recul, car si les masses m_a et m_B étaient infiniment lourdes, le moment $\vec{p}$ disparaîtrait.

$G_{fi}(\vec{r})$ est la fonction de transfert. Si $1/|p|$ est de l'ordre de grandeur de la portée des fonctions φ_{n_2} et φ_{n_1} , il y aura des interférences entre le facteur de phase $\exp(i \vec{p} \vec{r}_1)$ et ces fonctions d'onde. On peut dire que dans $G_{fi}(\vec{r})$, les états n_1 et n_2 sont déplacés à la fois dans l'espace des moments et dans l'espace de configuration par le facteur de phase dû au recul. Les paramètres qui interviendront dans l'évaluation de $G_{fi}(\vec{r})$ seront : l'énergie incidente dont dépend $\vec{p}$; les caractéristiques quantiques et l'extension des fonctions φ_{n_2} et φ_{n_1} et la portée du potentiel $V_{bx}(r)$.

Pour évaluer $G_{fi}(\vec{r})$ et la section efficace différentielle de transfert dans le cadre de son analyse, GREIDER utilise un modèle diffractif où les $B(\vec{k}, \vec{r})$ sont nuls à l'intérieur d'une zone définie par un cylindre de rayon R (R est la somme des rayons de deux noyaux interagissants), les $B(\vec{k}, \vec{r})$ sont pris égaux à l'unité en dehors de cette zone. En négligeant la contribution de $G_{fi}(\vec{r})$ hors du plan perpendiculaire à $\vec{k}_i$, il obtient :

$$T = \int_R^\infty r^2 dr \int_0^{2\pi} d\phi \left[e^{i \vec{q} \vec{r}} G_{fi}(\vec{p}, \vec{r}) \right]_{\theta = \frac{\pi}{2}}$$

En prenant :

- $\vec{k}_f$ peu différent de $\vec{k}_i$, et en se limitant aux faibles angles de diffusion, $\vec{p}$ ayant par conséquent pour direction celle de $\vec{k}_i$, alors que $\vec{q}$ lui sera perpendiculaire,

- pour φ_{n_2} et φ_{n_1} des fonctions d'un oscillateur harmonique, ce dernier étant défini par le paramètre $v = \sqrt{\frac{\hbar}{m \omega}}$,

- pour $V_{bx}(r)$ un potentiel de la forme $V_0 \exp(-\rho r^2)$, où ρ est un paramètre ajustable,

GREIDER obtient pour une transition entre les deux états $(n_2 \ell_2 j_2)$ et $(n_1 \ell_1 j_1)$ une section efficace différentielle proportionnelle à l'expression :

$$\exp\left(-\frac{p^2}{2}\right) (qR)^{-3} \sum_{LM} \left| \begin{matrix} j & j' & L \\ \ell & \ell' & 1/2 \end{matrix} \right|^2 \left| g_{LM} n_2 \ell_2 n_1 \ell_1 \right|^2 \{1 - (-1)^M \sin(2qR)\}$$

où L et M sont le moment angulaire et sa projection sur l'axe z de la transition,

$\left| \begin{matrix} j & j' & L \\ \ell & \ell' & 1/2 \end{matrix} \right|$ est un coefficient de WIGNER, $g_{LM} n_2 \ell_2 n_1 \ell_1$ est proportionnelle à la

valeur de la fonction de transfert dans le plan $\theta = \pi/2$, c'est une fonction de p et de r , qui varie lentement avec r . Cette section efficace est composée d'une somme de deux termes dont la variation avec l'angle, qui est représenté ici principalement par le paramètre $q = 2k \sin(\frac{1}{2}\theta)$, est très différente. L'un décroît de façon monotone suivant $(qR)^{-3}$, et l'autre décroît en oscillant suivant la fonction $\sin(2qR)$. Le rapport de l'amplitude de ces deux termes définit un paramètre d'atténuation λ qui va être une mesure des effets de recul. Le calcul montre que les valeurs de λ sont peu sensibles au paramètre ρ du potentiel V_{bx} , pourvu que ρ soit de l'ordre

de ν . Sur la figure 19, les valeurs de λ sont données pour différentes transitions, en fonction de la quantité $\frac{p^2}{R^2 \nu^2}$ où p est exprimé en $(\text{fermi})^{-1}$, R en fermi , et ν en $(\text{fermi})^{-2}$.

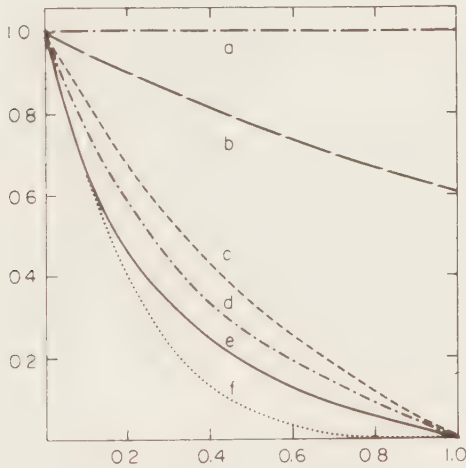


Fig. 19 - (extraits de la réf. 38)
Facteur d'atténuation λ
en fonction de la quantité $(p^2/R^2 \nu^2)$ pour les transitions suivantes :
a - $1s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$
b - $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$
c - $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$
d - $1s_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$
e - $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$
f - $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$

Il est assez difficile de comparer nos résultats expérimentaux avec les calculs de ce modèle, car le facteur d'atténuation λ n'est pas donné par la transition $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{3/2}$. On peut essayer de le faire dans le cas de la réaction $^{11}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ à 8 MeV/n où la valeur de $|\vec{p}|$ est 0.5 F et où R peut être pris égal à 6 F. Pour obtenir une atténuation compatible avec celle des résultats expérimentaux, une valeur de λ égale à 0.2 est nécessaire ; la valeur de la quantité $p^2/R^2 \nu^2$ sera supérieure ou égale à 0.7 d'après les courbes de la figure 19. Cela conduit à donner au paramètre ν une valeur de l'ordre de 0.1 F^{-2} . Cette valeur est beaucoup plus petite que la valeur classique $\nu = 0.3 \text{ F}^{-2}$ utilisée pour les calculs des états liés du modèle en couches avec un potentiel parabolique.

On sait toutefois que les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique :

$$\varphi_n(r) = N \exp(-1/2 \nu r^2) H_n(\sqrt{\nu}r) \quad H_n = \text{polynome de LAGUERRE}$$

ont une extension spatiale trop faible. Aussi, prendre des valeurs de ν petites, revient à augmenter la portée de $\varphi_n(r)$, et à obtenir de cette façon une meilleure des-

cription des fonctions d'onde dans la zone d'interaction, ce qui peut justifier la valeur de 0.1 F^{-2} obtenue. Il reste que le modèle utilisé ici pour l'évaluation de la section efficace est un modèle diffractif extrême qui donne pour les cas où le recul est négligeable des courbes théoriques, où les amplitudes des oscillations sont beaucoup plus importantes que celles obtenues expérimentalement. Il serait intéressant de reprendre ce calcul avec un modèle plus réaliste.

Cette théorie prévoit que les transferts $l = 0$ seront peu atténués par rapport aux transferts $l \neq 0$, comme l'indique la figure 19, où pour les transitions $1s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ et $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ λ décroît beaucoup moins vite. GREIDER fait remarquer dans sa conclusion que l'étude expérimentale de transitions $l = 0$ et $l \neq 0$ dans les mêmes conditions expérimentales, permettra de vérifier la validité de son analyse : en effet d'après son étude les distributions angulaires des premières seront fortement structurées, tandis que celles des secondes seront monotones.

4 - L'étude des transitions $l = 0$

Dans l'étude des réactions $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{13}\text{C}$ et $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{13}\text{N}$ à 5 MeV par nucléon, nous avons obtenu pour ces transitions qui, si l'on se réfère aux règles de sélection données par BUTTLE et GOLDFARB sont des transitions $l = 0$, des distributions angulaires qui ne sont pas en accord avec les calculs théoriques. Sur la figure 20, on voit que ces transitions seraient plutôt en accord avec les calculs effectués pour $l = 2$.

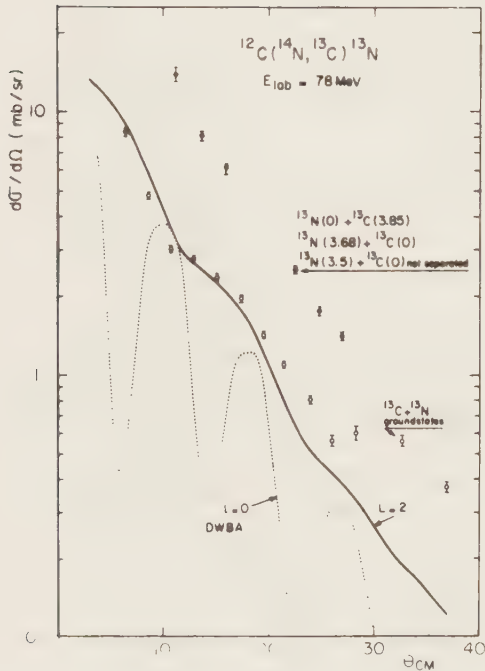


Fig. 20 - Distribution angulaire de niveaux du ^{13}C .

Devant ces résultats, nous avons étudié les deux transitions $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ et $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$, où les noyaux dans la voie de sortie sont dans l'état fondamental. Les résultats expérimentaux sont donnés sur les figures 21 et 22.

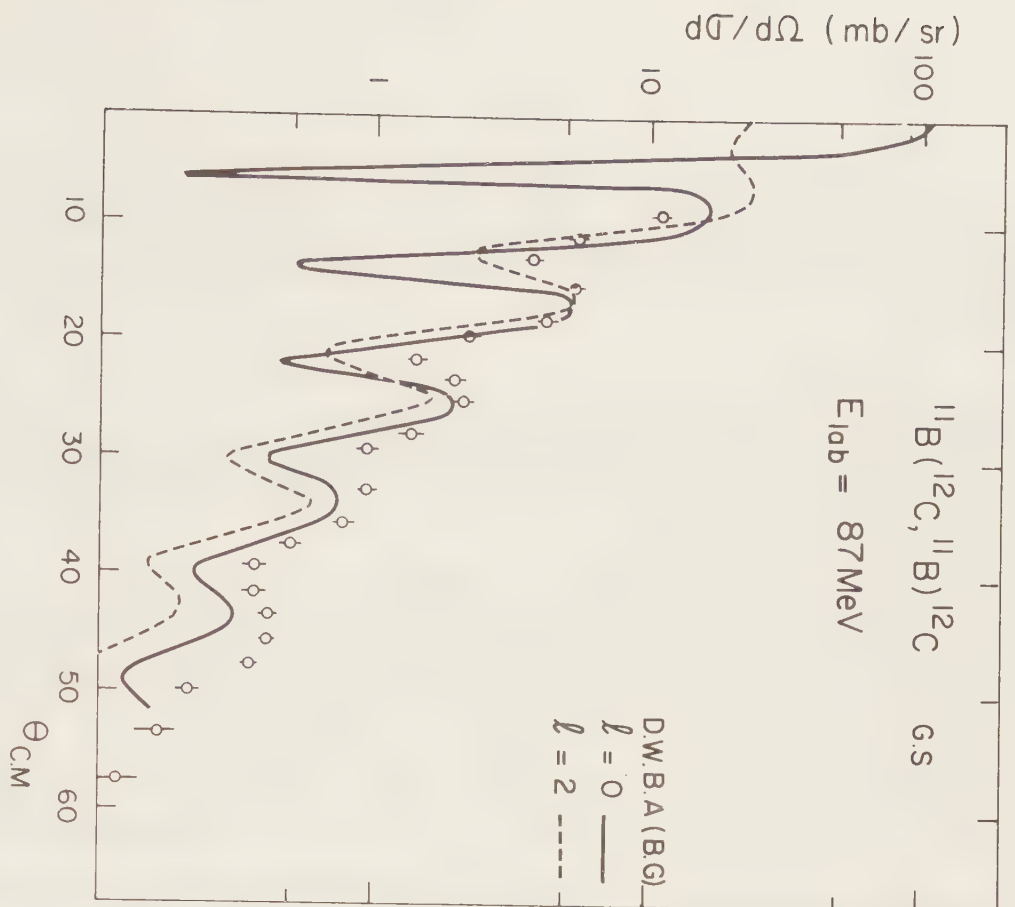


Fig. 21 - Distribution angulaire du niveau fondamental du ^{11}B .

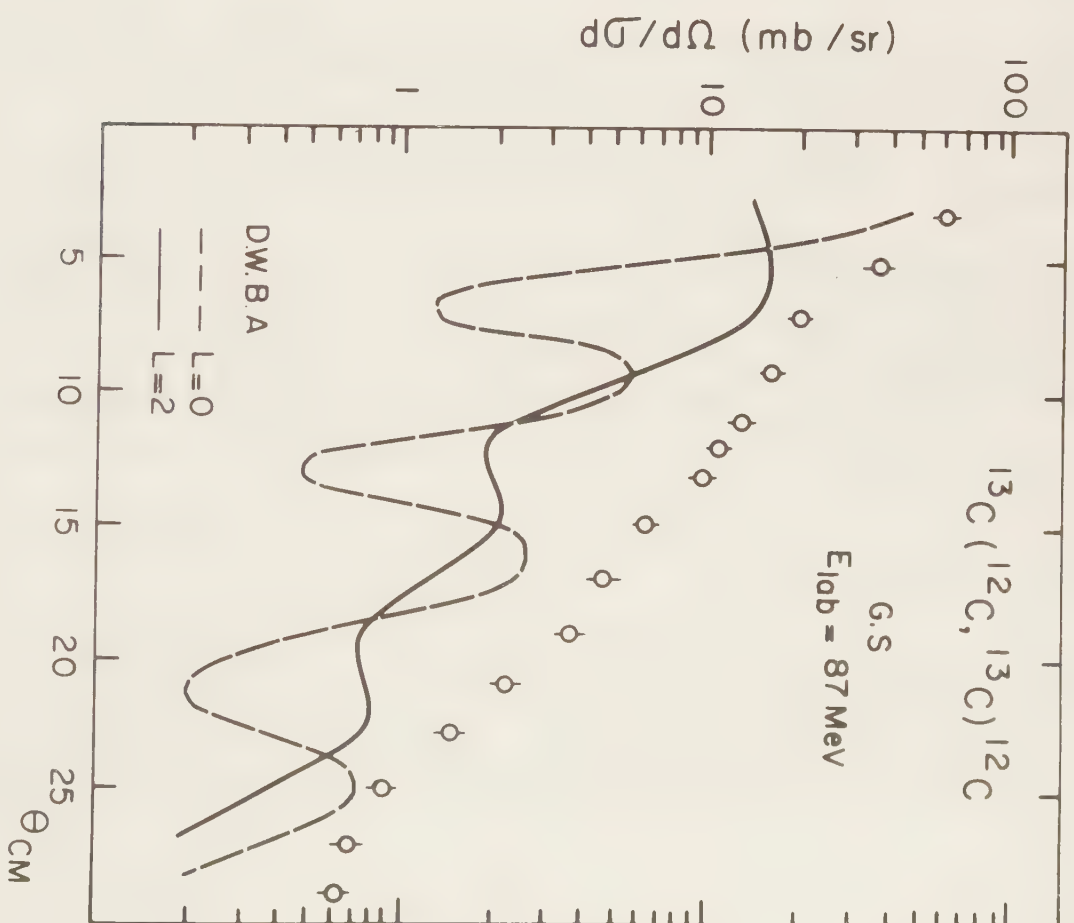


Fig. 22 - Distribution angulaire du niveau fondamental du ^{13}C .

La transition $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ est une transition $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{3/2}$ si on s'en tient au modèle en couches. D'après les règles de sélection données en (13) le moment angulaire de la transition peut être $\ell = 0$ et $\ell = 2$. Sur la figure 21, nous voyons que la courbe expérimentale confirme les prévisions théoriques. La même réaction avait déjà été étudiée par VON OERTZEN {40} à 28 MeV, et l'accord était également bon.

Le transfert $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$ peut s'interpréter comme une transition $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ du dernier nucléon du ^{13}C . Dans ce cas, les règles de sélection rappelées plus haut donnent la seule possibilité $\ell = 0$ pour le moment angulaire de la transition. On voit (figure 22) que les résultats expérimentaux sont en total désaccord avec la théorie. Ce résultat est très surprenant. Plusieurs raisons peuvent être avancées pour l'expliquer :

- On peut penser à une mauvaise évaluation des effets de recul. En effet, dans le formalisme de BUTTLE et GOLDFARB, le cas des transitions $\ell = 0$ est celui où des règles de sélection restreignent le plus fortement le nombre de termes intervenant dans l'expression de la section efficace et les oscillations s'en trouvent renforcées. Mais l'étude de GREIDER prévoit que ces transitions sont peu atténuées (figure 19). Ses résultats sont confirmés dans le cas de la transition

$^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ mais semblent être remis en cause dans le cas du ^{13}C . Pour pouvoir trancher sur ce point, il serait intéressant de mesurer la distribution angulaire du ^{13}C à énergie plus basse. Nous projetons de faire cette mesure à 40 MeV.

- Une autre cause de ce désaccord pourrait provenir de propriétés particulières à la masse 13. Plusieurs constatations sont en faveur de cette explication :

- La distribution angulaire de la réaction $^{11}\text{B}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ qui est une réaction du même type, est fortement structurée et les allures des distributions angulaires en désaccord avec les prévisions de la DWBA sont les transitions $\ell = 0$ faisant intervenir la masse 13.

- L'énergie de liaison du dernier neutron est faible (- 4 MeV) alors que dans les autres cas, cette énergie de liaison varie entre -7 et -15 MeV.

- On constate figure 20 et figure 22, que l'allure des distributions angulaires est plus proche de celles des transitions $\ell = 2$. Pour que cette dernière hypothèse soit plausible, il faudrait que le ^{13}C ait au moment du transfert la configuration $(1p_{3/2})^3 (1p_{1/2})^2$ pour les neutrons de la couche $1p$ et que le transfert se fasse suivant $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{1/2}$. Ceci est en contradiction avec la configuration $(1p_{3/2})^4 (1p_{1/2})^1$ de l'état fondamental du ^{13}C , et l'on devrait admettre alors une excitation du cœur.

On pourrait éprouver cette hypothèse en étudiant des transitions telles que $^{14}\text{N}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{15}\text{O}$.

La faible énergie du dernier neutron du ^{13}C peut faire penser à un mécanisme d'échange résonnant de ce neutron entre les deux coeurs identiques de ^{12}C . Des échanges d'électrons entre des atomes d'un même élément ont été observés par EVERHART {41}, et TEMMER {42} a suggéré que de tels échanges résonnants pouvaient être observés entre des noyaux A et B, si le noyau B a une grande probabilité de se décomposer suivant $B = A + x$. En 1968, GOBBI et al. {43} ont

montré que la distribution angulaire de la diffusion élastique $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{13}\text{C}$ mesurée à 15 et 19 MeV ne pouvait s'expliquer qu'en faisant intervenir la réaction d'échange $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$. Une situation semblable peut exister dans notre cas. Des calculs sur de tels mécanismes sont en cours {44}. Cependant, là encore, pour éviter les effets de hautes énergies, la comparaison des résultats de cette théorie avec l'expérience serait plus facile si la réaction avait lieu à une énergie incidente comprise entre 40 et 50 MeV.

En conclusion de cette étude du mécanisme, nous pensons qu'il faut développer des programmes de calcul complets dans le cadre des hypothèses DWBA - coeur inerte. Ces calculs amélioreront l'accord des prévisions théoriques avec les résultats expérimentaux. De plus, c'est seulement une fois le problème traité que nous pourrions déterminer si le mécanisme proposé pour les transferts à énergie incidente élevée est juste.

D'autre part, les réactions $\ell = 0$ qui sont en désaccord avec la théorie méritent que l'on mesure d'autres distributions angulaires du même type, afin d'en savoir davantage sur les mécanismes qui interviennent.

VII - LES INFORMATIONS NUCLEAIRES OBTENUES PAR LA MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

L'étude théorique du mécanisme de la réaction, nous a montré que dans le cas de transfert d'un nucléon, l'allure des distributions angulaires est sensible au moment angulaire du transfert, et que la valeur absolue de la section efficace différentielle est proportionnelle au produit des coefficients de parenté entre les noyaux de la voie d'entrée et de la voie de sortie. Pour un transfert de plusieurs nucléons, la connaissance de ces deux informations présente un grand intérêt. En effet, les premiers résultats obtenus sur ces transferts montrent que les voies correspondant aux transferts de deuton, triton, particule α , etc... sont les plus abondantes. Ils montrent également que les spectres d'excitation présentent des niveaux peuplés préférentiellement. Cette double sélectivité permet de penser que les transferts se font à partir de particules préformées à la surface des noyaux interagissants. Si l'on suppose que le mécanisme du transfert de ces agrégats est proche de celui d'un nucléon, leurs distributions angulaires permettraient alors de déduire le moment orbital de ces particules par rapport au coeur et donnerait une idée de leur probabilité d'existence.

Nous allons examiner dans cette partie les conditions dans lesquelles les informations nucléaires peuvent être déduites des distributions angulaires dans le cas de transfert d'un nucléon, et nous essaierons de prévoir ce qu'elles deviennent dans le cas de multitransferts.

1 - La détermination du ℓ de la transition

Les conditions :

Nous avons mis en évidence dans notre étude le fait qu'un petit nombre d'ondes partielles doit intervenir, sous peine de voir s'évanouir toute structure des distributions angulaires. Cette condition signifie que la réaction doit être localisée à la surface du noyau. Remarquons, que cette localisation correspond aussi bien à des propriétés dynamiques du système (la pénétration de l'onde incidente), qu'à des propriétés intrinsèques des noyaux entrant en jeu dans la réaction (la plus ou moins grande extension de la fonction d'onde).

Une deuxième condition découle de l'étude des termes intervenant dans la section efficace : pour que l'allure d'une distribution angulaire soit caractéristique du ℓ , il faut que celui-ci ne soit pas trop grand. Pour $\ell > 4$, les distributions angulaires théoriques ont toutes la même forme. En effet, les possibilités de couplage entre les ondes partielles deviennent très grandes et la structure disparaît. Ceci reste à vérifier sur le plan expérimental.

Deux conditions sur la dynamique de la réaction interviennent pour modifier l'allure des distributions angulaires : l'accord en moment angulaire, et l'effet de recul. La première condition implique que : $L_i - L_f = \ell$.

Nous avons vu qu'il est possible de choisir l'énergie incidente pour être dans des conditions d'accord, mais cela n'est pas toujours facile. De plus,

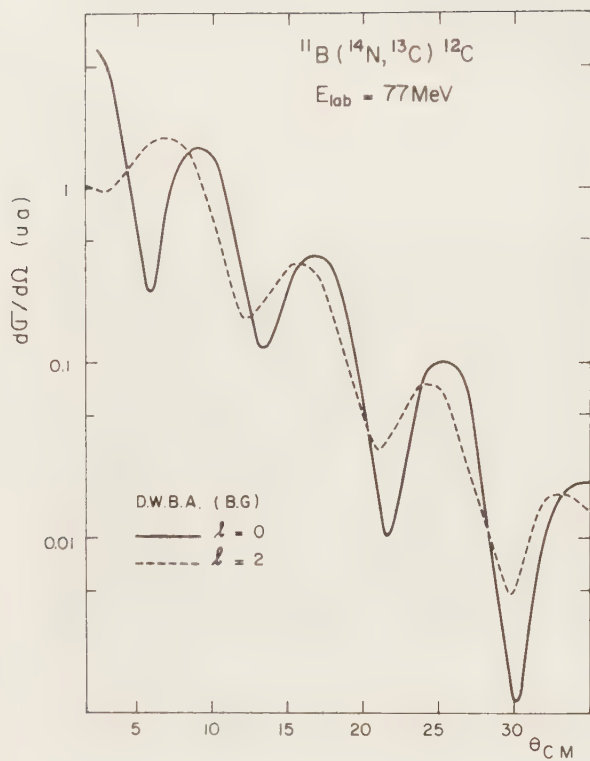


Fig. 23 - Transitions $\ell = 0$ et $\ell = 2$ calculées en DWBA, d'après les hypothèses de BUTTLE et GOLDFARB.

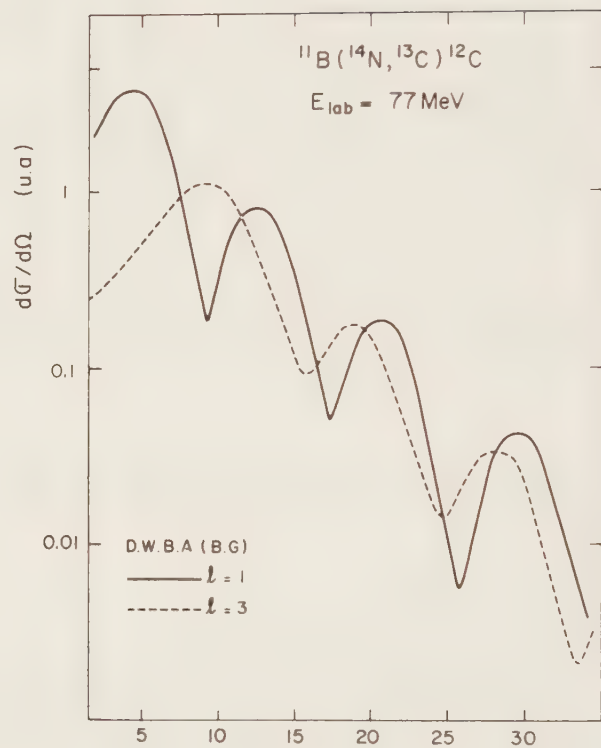


Fig. 24 - Transitions $\ell = 1$ et $\ell = 3$ calculés en DWBA d'après les hypothèses de BUTTLE et GOLDFARB.

des niveaux très excités de faible moment angulaire seront dans de mauvaises conditions d'accord en moment angulaire.

L'effet de recul prend de l'importance à mesure que l'énergie croît. Nous l'avons caractérisé en comparant la valeur du déplacement introduit par le recul :

$$R_c = \left(\frac{m_x}{m_a} + \frac{m_x}{m_B} \right) R \quad R = \text{rayon du noyau incident}$$

à la longueur d'onde λ correspondant à l'onde L_i . Pour que les effets de recul soient négligeables, il faut que $R_c \ll \lambda$ soit $R_c k_i \ll 1$, ou, en reprenant les définitions de GREIDER $\vec{p} \cdot \vec{r}_1 \ll 1$. Nous voyons que cette condition réduit la fonction de transfert $G_{fi}(\vec{p}, \vec{r})$:

$$G_{fi}(\vec{p}, \vec{r}) = \int e^{i \vec{p} \cdot \vec{r}_1} \varphi_{n_2}^*(r_1 - r) V_{bx}(r_1) \varphi_{n_1}(\vec{r}_1) d\vec{r}_1$$

au facteur de forme nucléaire obtenu en négligeant le recul. La grandeur du vecteur $\vec{p}$ qui caractérise le recul étant proportionnelle à m_x , la masse de la particule transférée, l'effet de recul se fera sentir plus tôt dans les multitransferts.

A l'intérieur de ces limites, la détermination du ℓ transféré est possible théoriquement pour des $\ell < 4$. Les figures 23 et 24 nous montrent des courbes théoriques prévues pour les transitions $\ell = 0$ et $\ell = 2$. On voit que pour distinguer entre les ℓ sans ambiguïté, il est tout à fait essentiel de mesurer les distributions angulaires aux très faibles angles. C'est le comportement au voisinage de 0° qui est le plus caractéristique. Dans le cas de la figure 23, les courbes $\ell = 0$ et $\ell = 2$ sont en opposition de phase à 3° C.M., alors que les positions des maxima vers 7° C.M. ne sont distants que de 2° . Au-dessus de 10° C.M. soit environ 5° laboratoire, les courbes sont très difficiles à caractériser, d'autant plus que les distributions angulaires expérimentales présentent moins de structure que les courbes théoriques.

En conclusion, la mesure des distributions angulaires aux faibles angles des niveaux d'un spectre d'excitation permettra de distinguer ceux dont le ℓ de la transition sera 0, 1, 2 et éventuellement 3 et 4. Pour connaître les caractéristiques des transitions à ℓ élevé, il faudra certainement recourir à des mesures de corrélations angulaires [47].

2 - L'étude des facteurs spectroscopiques

Rappelons l'expression de la section efficace différentielle obtenue dans le cadre des hypothèses de BUTTLE et GOLDFARB. Nous l'exprimons ici en fonction des sections efficaces différentielles $\sigma_{\ell s j}(\theta)$ obtenues par le calcul à l'aide du code DWUCK [45] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \frac{\theta_{j_1}^2 \theta_{j_2}^2}{5.09 \cdot 10^3} \cdot \left| A_{\ell 1} \right|^2 \cdot \sum_{\ell} (2\ell+1) \left| \begin{matrix} j_1 & \ell & j_2 \\ 1/2 & 0 & 1/2 \end{matrix} \right|^2 \sigma_{\ell s j}(\theta)$$

où :

$$A_{\ell_1} = \int_0^\infty r_1^2 dr_1 j_{\ell_1}^*(i\chi_2 r_1) V_{bx}(r_1) U_{\ell_1}(r_1)$$

La définition des différents termes intervenant dans l'expression de A_{ℓ_1} a été donnée lors de la discussion sur le mécanisme. ℓ est le moment angulaire de la transition.

L'évaluation de l'intégrale A_{ℓ_1} est faite pour r_1 grand. Dans le cas du transfert d'un neutron on peut poser :

$$U_{\ell_1}(r_1) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} N_1 h_{\ell_1}(i\chi_1 r_1) \longrightarrow N_1 i^{-\ell} \frac{\exp(-\chi_1 r_1)}{\chi_1 r_1}$$

On obtient alors au premier ordre en χ_2/χ_1

$$A_{\ell_1} \simeq (-)^{\ell_1} \frac{\mu^2}{2m} N_1 (\chi_2)^{\ell_1} (\chi_1)^{-\ell_1-1}$$

La détermination de N_1 , le facteur de normalisation de la fonction d'onde de l'état 1 se fait en comparant les valeurs de $U_{\ell_1}(r_1)$ et de l'expression $\exp(-\chi_1 r_1) / \chi_1 r_1$ pour des valeurs de r_1 correspondant à la zone d'interaction. La fonction d'onde $U_{\ell_1}(r_1)$ de l'état lié du neutron est calculée dans notre cas à partir d'un potentiel nucléaire comportant un potentiel central du type Saxon-Wood et un terme spin-orbite. Les paramètres a et r du potentiel central ainsi que l'intensité V_{so} de l'effet de spin-orbite sont fixés respectivement à 0,65 F ; 1,25 F ; 25 MeV. L'état lié 1 est caractérisé par les nombres quantiques $n_1 \ell_1$ et j_1 ainsi que par son énergie de liaison B_1 . Le programme recherche la profondeur V_0 du potentiel de Saxon-Wood qui donnera la bonne énergie de liaison. Les valeurs de V_0 ainsi déterminées se situent autour de 55 MeV.

Une fois A_{ℓ_1} calculée, on peut obtenir le produit $\theta_{j_1}^2 \theta_{j_2}^2$ en comparant les valeurs expérimentales et théoriques des sections efficaces différentielles lorsque leurs variations coïncident pour un nombre raisonnable d'angles. Les résultats que nous avons obtenus expérimentalement diffèrent des prévisions théoriques de COHEN et KURATH {48}, le plus souvent d'un ordre de grandeur, mais sans aucune systématique. Les calculs de COHEN et KURATH ayant été confirmés par la mesure de facteurs spectroscopiques atteints lors de réaction (d,p) ou (p,d), il faut conclu-

re que notre évaluation du produit $\theta_{j1}^2 \theta_{j2}^2$ est fautive. Il faut noter aussi que VON OERTZEN lors du calcul des facteurs spectroscopiques de la réaction $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{11}\text{B}$ à 28 MeV [40], trouve le même écart entre ses résultats et les valeurs connues.

Les insuffisances dans le calcul de la valeur absolue de la section efficace

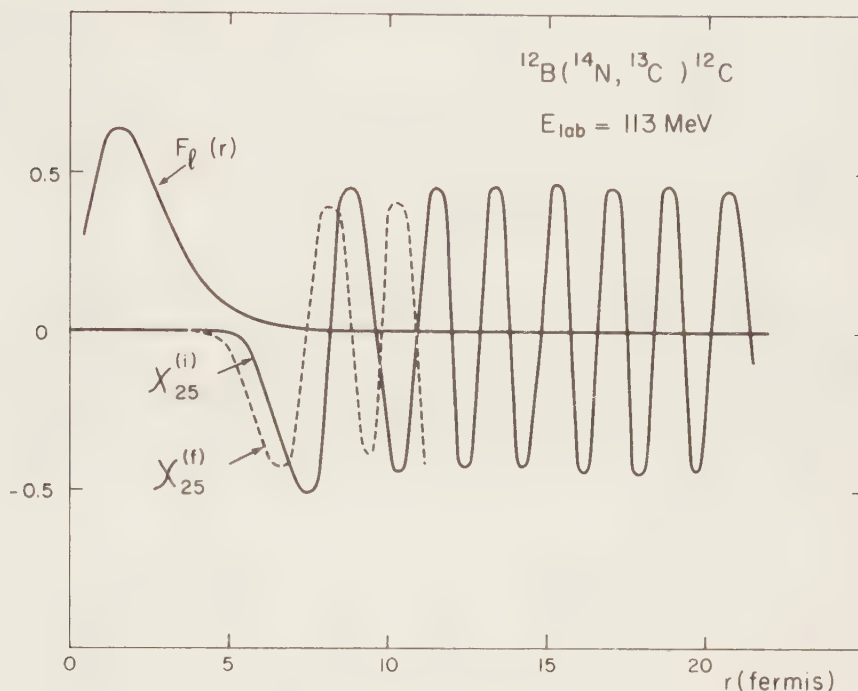


Fig. 25 - Fonctions intervenant dans l'intégrale $f_{25,25}^2$.

Ces insuffisances peuvent provenir de différentes causes. Rappelons d'abord qu'à haute énergie il est absolument nécessaire de faire un calcul exact pour atteindre les valeurs absolues des sections efficaces. Nous avons vu dans l'étude du mécanisme que les termes de base qui interviennent pour définir la section efficace différentielle sont les intégrales f_{LL}^{ℓ} . f_{LL}^{ℓ} représente le recouvrement de trois fonctions d'onde $\chi_L^{(-)}(r)$; $\chi_L^{+}(r)$ et $F_{\ell}(r)$. La figure 25 nous montre à quel point la valeur de f_{LL}^{ℓ} dépend de la précision avec laquelle ces trois fonctions sont connues. Or :

- en ce qui concerne les fonctions d'onde distordues, nous avons déjà signalé qu'elles sont définies par leurs effets à grande distance, alors qu'elles sont utilisées ici dans la région de la surface du noyau où leur amplitude et leur phase varient rapidement et où leur détermination est difficile.

- pour le facteur de forme nucléaire, il est tout d'abord évalué par des approximations qui ne sont pas aussi justifiées dans notre cas qu'à plus basse énergie, et ceci pour deux raisons principales : la première est qu'à haute énergie, on

définit une fonction de transfert où l'effet de recul vient déplacer les fonctions d'onde nucléaires. La deuxième, est qu'avec la croissance de l'énergie, l'utilisation de formes asymptotiques pour les fonctions d'onde est moins justifiée, l'interaction ayant lieu dans une région intermédiaire où les comportements asymptotiques ne sont pas encore franchement marqués. C'est ainsi que l'évaluation du facteur $A_{\ell 1}$ pour $r \rightarrow \infty$

doit introduire une erreur plus grande dans notre cas que pour la région sous-coulombienne.

Plus fondamentalement, notre description des états initial et final du nucléon transféré peut être remise en question. En effet, nous calculons les caractéristiques de ces états comme si les deux coeurs étaient à l'infini l'un de l'autre, sans interaction. Or, au moment du transfert, ces coeurs sont en contact et chacun d'eux est soumis aux champs de forces de l'autre. Nous ne tenons compte dans notre mécanisme que de la distorsion de l'onde relative. DEMEUR et RIEDMESTER {35}, en étudiant l'effet d'un champ coulombien sur les états liés d'un oscillateur harmonique, ont montré qu'il existe une levée de dégénérescence et un déplacement des niveaux comparables à ce qui se trouve dans le modèle de NILSSON. Un tel effet est négligé dans notre description des états liés du nucléon transféré.

L'obtention des valeurs absolues des facteurs spectroscopiques à partir de mesures expérimentales apporterait en plus des renseignements sur la structure nucléaire des informations importantes du point de vue de la réaction. En effet, parce qu'ils font intervenir des probabilités de transitions, les facteurs spectroscopiques rendent nécessaire une description précise et quantitative des fonctions d'onde au moment de l'interaction. A cet égard, ils sont des critères plus sévères pour l'appréciation de l'exactitude d'un mécanisme que la variation angulaire de la section efficace.

CONCLUSION

Nous nous sommes intéressés dans notre travail à l'étude du mécanisme des transferts et aux renseignements de spectroscopie nucléaire que l'on peut déduire de la mesure des distributions angulaires. Au terme de notre étude, un certain nombre de points sont acquis, et de nombreux problèmes sont posés.

Parmi les points acquis, on peut dire que pour des énergies incidentes élevées le mécanisme du transfert d'un nucléon est en première approximation, un mécanisme d'interaction directe laissant les coeurs inertes. Toutefois, pour rendre compte de l'allure des distributions angulaires, il faut faire le calcul de l'élément de matrice de transition en traitant la cinématique du problème à trois corps ; alors que jusqu'à maintenant, on traitait les réactions de transferts comme un problème à deux corps en négligeant les effets dus au nucléon transféré. Ce calcul du problème à trois corps demande la résolution numérique d'une intégrale sextuple, ce qui n'est pas encore possible dans tous les cas actuellement. La résolution de ce problème représente un point très important pour la suite de l'étude du mécanisme, car, ainsi que nous l'avons vu pour le transfert $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})^{12}\text{C}$, la méconnaissance du facteur dynamique exact dans l'expression de la section efficace différentielle ne nous permet pas de conclure quant au mécanisme qui intervient dans cette réaction.

Notre hypothèse sur le mécanisme implique que, en théorie, les distributions angulaires doivent être sensibles au moment angulaire de la transition et que leurs valeurs absolues sont proportionnelles au produit des facteurs spectroscopiques. En fait, nous avons vu que les caractères spécifiques de la réaction peuvent intervenir pour atténuer la structure des courbes, et qu'alors la détermination du moment transféré est impossible. Dans les autres cas, il est possible de déterminer les moments angulaires des transitions pourvu qu'ils soient petits ($l < 4$). Il faut pour cela mesurer les distributions angulaires au voisinage du 0° .

A propos des facteurs spectroscopiques, diverses expériences ont montré que l'on pouvait atteindre des valeurs relatives pour une réaction donnée, mais actuellement les approximations nécessaires pour mener à bien les calculs de sections efficaces entraînent des imprécisions trop grandes pour que l'on puisse obtenir les valeurs absolues.

Si l'on envisage la mesure des distributions angulaires comme un outil de spectroscopie nucléaire, on se heurte également au fait que le facteur dynamique n'est pas connu. Ce n'est que lorsque la description du mécanisme sera améliorée que pourront être déduits les facteurs spectroscopiques dans le cas du transfert d'un nucléon, et, pour les multitransferts, les effets des corrélations à plus de deux corps qui existent dans le noyau. C'est pourquoi, il nous semble que le calcul de ce terme est le travail le plus urgent pour la suite de cette étude.

REFERENCES

- 1 - ALVAREZ
Phys. Rev. 58, p. 192 (1940)
- 2 - MILLER, HAMILTON, PURNAM, HAYMOND et ROSSI
Phys. 80, p. 486 (1950)
- 3 - SACHS, CHASMAN, BROMLEY
Nucl. Inst. and Methods 41, p. 213 (1966)
- 4 - F. MAZLOUM
Thèse de 3^e cycle - Orsay (1968)
J.C. JACMART, M. LIU, F. MAZLOUM, L. BIMBOT, M. RIOU
Conférence Internationale de Tokyo (1967)
- 5 - BREIT, HULL, GLUKSTERN
Phys. Rev. 87, p. 74 (1952)
- 6 - Proceeding of the third Conference on reactions between complex nuclei
(Asilomar), University of California Press (1963)
- 7 - W.E. FRAHN, R.H. VENTER
Nucl. Phys. 59, p. 651 (1964)
- 8 - L.R. DODD, K.R. GREIDER
Phys. Rev. Letters 14, p. 959 (1965)
- 9 - A. DAR
a) - Nucl. Phys. 55, p. 305 (1964)
A. DAR
b) - Phys. Rev. 139, p. 1193 (1965)
A. DAR, B. KOZLOWSKY
c) - Phys. Rev. Letters 15, p. 1036 (1965)
- 10 - BOCK, GROSSESCHULTE, VON OERTZEN, RUDEL
Phys. Letters 18, p. 45 (1965)
- 11 - P.J.A. BUTTLE and L.J.B. GOLDFARB
Nucl. Phys. 78, p. 409 (1966)
Nucl. Phys. A 115, p. 461 (1968)
- 12 - V.V. VOLKOV
Nucl. Phys. A 93, p. 133 (1967)
- 13 - J.E. POTH
Ph. D. Dissertation (Yale University)
M. SACHS, E. CHASMAN, D.A. BROMLEY
p. 90 - Asilomar (1963)

- 14 - L.R. DODD, K.R. GREIDER
Phys. Rev. Letters 14, p. 959 (1965)
- 15 - J.C. JACMART, M. LIU, F. MAZLOUM, M. RIOU
Conférence Internationale sur la Physique des ions lourds, Dubna - URSS (1966)
J.C. JACMART, M. LIU, F. MAZLOUM, M. RIOU, J.C. ROYNETTE, C. STEPHAN
Revue de Physique Appliquée 4, p. 99 (1969)
- 16 - NORTHCLIFFE
Phys. Rev. **120**, p. 1744 (1960)
Ann. Rev. of Nucl. Science **13**, p. 67 (1963)
- 17 - POSKANZER, COSPER, HYDE, CERNY
UCRL 17267
- 18 - T.D. THOMAS, G.M. RAISBECK, P. BOERSLING, G.T. GARVEY, R.P. LYNCH
Phys. Letters 27B, p. 504 (1968)
- 19 - A.G. ARTUKH, G.F. GRIDNEV, V.L. MIKHEEV, V.V. VOLKOV
Nucl. Phys. A **137**, p. 348 (1969)
- 20 - F.S. GOULDING
Nucl. Inst. and Methods **43**, p. 26 (1966)
- 21 - L. BIMBOT
Diplôme E.S. Orsay (1966)
- 22 - VON OERTZEN, J.C. JACMART, M. LIU, F. POUGHEON, J.C. ROYNETTE, M. RIOU
Phys. Letters, Vol. 283, n° 7 (1969)
- 23 - BRUN, FAUCHER, ADAM
Revue de Phys. Appliquée, Vol. 4, n° 2, p. 147 (1969)
- 24 - J. DAVID, G. LANDOIS, A. RICHARD
Colloque International sur l'électronique nucléaire **1**, p. 47 (1968)
- 25 - Transmission des données vers la 360/50 - Orsay, Rapport interne
- 26 - CUZON, SCHILLER
L'onde électrique (Déc. 1966)
- 27 - ADAM
Revue de Phys. Appliquée, Vol. 4, n° 2, p. 150 (1969)
- 28 - R. BOCK, M. GROSSE-SCHULTE, W. VON OERTZEN
Phys. Letters **22**, n° 4, 456 (1966)
- 29 - R. DA SILVEIRA
Session d'étude, La Plagne (1969)
- 30 - GIRAUD, PICARD
Rapport interne, CEN Saclay
- 31 - GLENDENNING
Ann. Rev. Nucl. Sc. (1963) **191**, Appendice
- 32 - TOBOCMAN
Direct Reactions, Oxford Press-French - Phys. Rev. **107**, p. 1655

- 33 - N. AUSTERN, R.M. DRISKO, E.C. HALBERT, G.R. SATCHLER
Phys. Rev., Vol. 133 B3 (1964)
- 34 - T. KAMMURI, H. YOSHIDA
Oulns 68-6, Osaka University
- 35 - M. DEMEUR
Session d'étude, La Plagne (1969)
- 36 - G.R. SATCHLER
Lecture in theoretical Physics, UCP/Boulder
- 37 - W. VON OERTZEN
Session d'étude, La Plagne (1969)
- 38 - L.R. DODD, K.R. GREIDER
Phys. Rev. 180, n° 4, p. 1187 (1969)
- 39 - J.K. DICKENS, R.M. DRISKO, F.G. PEREY, G.P. SATCHLER
Phys. Lett. Vol. 15, n° 4, p. 337 (1965)
- 40 - W. VON OERTZEN, H.H. GUTBROD, U.C. VOOS, R. BOCK
Nucl. Phys. Vol. A133 (1969) n° 1
- 41 - EVERHART
Phys. Rev. 132, p. 2083 (1963)
- 42 - G.M. TEMMER
Phys. Letters 1, p. 10 (1962)
- 43 - A. GOBBI, U. MATTER, J.L. PERRENOUD, P. MARMIER
Nucl. Phys. A112, p. 537 (1968)
- 44 - W. VON OERTZEN
Contribution to the Heidelberg Conference - (à paraître)
- 45 - Code DWUCK, KUNZ, University of Colorado
- 46 - N. AUSTERN, R.M. DRISKO, E.C. HALBERT, G.R. SATCHLER
Phys. Rev. Vol. 133, B3 (1964)
- 47 - J.A. KUEHNER, J.D. PEARSON
Canadian Journal of Physics, Vol. 42, p. 447 (1964)
- 48 - S. COHEN, D. KURATH
Nucl. Phys. A101 (1967)
- 49 - M.L. GOLDBERGER, K.M. WATSON
Collision Theory, John Wiley and Son.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

ORSAY

~~XXXX~~, le 26 Février 19 70

Le Doyen de la Faculté des Sciences,



G. Poitou

G. POITOU.

NE

~~XXXXXXXXXXXX~~

~~XXXXXXXXXXXX~~

~~XXXXXX~~

